# PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 20. 15. Juli 1903. 4. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 21 am 22. Juli 1903.


INHALT.


**Originalmitteilungen:**
L. Natanson, Über einige, von Herrn B. Weinstein zu meiner Theorie der inneren Reibung gemachten Bemerkungen. S. 541.
U. Behn u. F. Kiebitz, Über ein kurzes Glyzerinbarometer. S. 543.
J. J. Hallo, Die magnetische Drehung der Polarisationsebene. S. 545.
M. W. de Nicolajew, Über eine neue Reaktion zwischen elektrostatischen Kraftröhren und Isolatoren, sowie über das elektrostatische Feld in der Umgebung eines elektrischen Stromes und die Professor Poyntingsche Theorie. S. 546.
E. Cohn, Über die Bewegungen von Isolatoren in elektrisch durchströmten Leitern. S. 549.
E. van Aubel, Bemerkungen zu den Franz Streintzschen Untersuchungen über elektrische Leitfähigkeit komprimierter Pulver. S. 551.
J. Härdén, Beitrag zur Kenntnis des aktiven und inaktiven Zustandes von zwei identischen Kohlenelektroden in feuerflüssigen Elektrolyten. S. 552.
J. C. Mc. Lennan u. E. F. Burton, Über die Radioaktivität der Metalle im allgemeinen. S. 553.
J. S. Townsend, Über einige durch positive Ionen hervorgebrachte Wirkungen. S. 557.
J. Borgmann, Über das Leuchten verdünnter Gase rings um einen mit einem Induktorpol verbundenen Draht. S. 558.
L. Kann, Ein Hysteresis- (und Wirbelstrom-) Motor. S. 561.
**Referate:**
O. Lodge, Eine neue Form eines sich selbst wiederherstellenden Kohärers. S. 564.
**Briefkasten.** S. 564.
**Personalien.** S. 564.
**Gesuche.** S. 564.


## ORIGINALMITTEILUNGEN.

### Über einige, von Herrn B. Weinstein zu meiner Theorie der inneren Reibung gemachten Bemerkungen.


Von Ladislaus Natanson.


In seinem verdienstvollen Werke „Thermodynamik und Kinetik der Körper" (Braunschweig, 1901—1903, F. Vieweg & Sohn) bespricht Herr B. Weinstein (Bd. II, S. 93—97) eine von Poisson und Maxwell angedeutete Theorie der inneren Reibung der Flüssigkeiten, welche ich in mehreren Aufsätzen [1]) zu entwickeln und auf verschiedene Probleme anzuwenden versuchte. Er hat dabei gegen einzelne Punkte der vorgeschlagenen Theorie gewisse Einwände erhoben, welche ich nicht unbeantwortet lassen möchte, eben weil man erwarten kann, dass das wertvolle Lehrbuch Herrn Weinsteins nicht ohne Einfluss bleiben wird.

Auf die Hypothesen, welche der obenerwähnten Theorie zu Grunde liegen, hier im einzelnen einzugehen, würde zu weit führen; ich will mich auf die Besprechung der von Herrn Weinstein hervorgehobenen Einzelheiten beschränken, indem ich mich in betreff des weiteren auf meine oben citierten Arbeiten, darunter auf zwei im Mai-Hefte des Bulletin International d. Math.-Naturw. Klasse der Krakauer Akademie für 1903 [1]) erscheinenden Abhandlungen berufe.

In meiner ersten Abhandlung vom Jahre 1901 habe ich den Normaldruck $p$, gegen welchen die mit $p_{xx}$, $p_{yy}$, $p_{zz}$ bezeichneten Grössen infolge der Relaxation konvergieren, gleich einer Funktion $p\ (\varrho,\ \vartheta)$ der Dichte $\varrho$ und der absoluten Temperatur $\vartheta$ gesetzt; ich habe mich weiter auf die Behandlung isothermischer Prozesse beschränkt. Meine diesbezügliche Aussage bezeichnet Herr Weinstein (S. 95) als „wenig wahrscheinlich". Ich möchte bemerken, dass die Gleichungen der Bewegung reibender Flüssigkeiten, wie sie in der klassischen Hydrodynamik vorgetragen werden, sich wesentlich auf isothermische Prozesse beziehen. Richtig wäre es trotzdem, wenn man sagte, dass der obenerwähnte Passus meiner Abhandlung „Über die Gesetze der inneren Reibung" eine nicht notwendige Beschränkung enthält. Wir können sagen: es bedeute $p\ (\varrho,\ \vartheta)$ eine Funktion der Dichte und der Temperatur, welche erstens von der Natur der Flüssigkeit, zweitens von den thermodynamischen Bedingungen [2]) abhängig ist, denen die Bewegung zu genügen hat. So z. B. für isothermische Prozesse wird diese Funktion eine gewisse Gestalt, für adiabatische eine andere Gestalt annehmen u. s. w. Wir setzen, wie in der erwähnten Abhandlung:

$$(1) \qquad \varrho \frac{dp\ (\varrho,\ \vartheta)}{d\varrho} = h;$$

1) Bulletin International de l'Académie des Sciences de Cracovie, Classe d. Sc. Math. et Nat., Année 1901, p. 95 et 161; Année 1902, p. 19, p. 488 et 494; Année 1903, p. 268 et 283. Rozprawy W. M. P. Ak. Um., tom **41** (A), 223, 306; tom **42** (A), 28, 399, 405. Übersetzt in Zeitschrift für physikalische Chemie **38**, 690, 1901; **39**, 355, 1901; **40**, 581, 1902; **43**, 179 und 185, 1903. — Wie aus einer S. 97 sich befindenden Bemerkung hervorgeht, ist von den angeführten Abhandlungen nur die erste im Jahre 1901 erschienene Arbeit „Über die Gesetze der inneren Reibung" Herrn Weinstein bekannt geworden.

1) „Sur l'application des équations de Lagrange dans la Théorie de la Viscosité" und „Sur l'approximation de certaines équations de la Théorie de la Viscosité" Sitzung d. Math. Naturwiss. Klasse d. Krakauer Akademie vom 4. Mai 1903.

2) Vergl. P. Duhem, Journal de Mathématiques pures et appliquées (5) tome **4**, fasc. Nr. I, 1898; sowie meinen Aufsatz in Rozprawy W. M. P. Ak. Um. **34**, 67 oder in Zeitschrift für physikalische Chemie **24**, 302, 1897.

es werden so viele verschiedene Konstanten $h$ existieren, wie viele Gattungen der Funktion $p(\varrho, \vartheta)$ in Betracht gezogen worden sind. Einer jeden Konstanten $h$ wird dann eine besondere Konstante $k$ entsprechen, indem für jede Art der Funktion $p(\varrho, \vartheta)$ die Beziehung $k = h$, wenigstens näherungsweise, erfüllt sein muss.

Herr Weinstein, nachdem er die für die beiden Reibungskoeffizienten $\lambda$ und $\mu$ geltenden Formeln mitgeteilt hat:

(2) $$\mu = nT, \quad \lambda = (k - h - \tfrac{2}{3} n) T$$

(wo $n$ den Starrheitsmodul, $T$ die Relaxationszeit bezeichnen), sagt ferner: (die Reibungskoeffizienten sind) „proportional der Relaxationsdauer, wie in der Maxwellschen Theorie der Reibung der Gase .... Letzteres betrachtet Natanson anscheinend als eine wertvolle Bestätigung seiner Theorie; dass es nicht zutrifft, sieht der Leser sofort, da der Faktor $T$ nur gewonnen ist, indem man $dt$ durch $T$ dividiert hat." (S. 96.) Zur Erläuterung will ich die Näherungsgleichungen für die Druckkräfte

(3) $$p_{xx} - p, \; p_{yy} - p, \; p_{zz} - p, \; p_{yz}, \; p_{zx}, \; p_{xy},$$

welche ich gegeben habe und auf welche sich der angeführte Einwand Herrn Weinsteins bezieht, hier anführen und sie mit den entsprechenden klassischen Gleichungen der Poisson-Stokesschen Theorie der Reibung zusammenstellen. Bezeichnen wir mit $C_{xx}$, $C_{yy}$, $C_{zz}$, $C_{yz}$, $C_{zx}$, $C_{xy}$ gewisse, nur von $x, y, z$, nicht aber von $t$ abhängige Grössen, mit $\varepsilon$ die Basis der natürlichen Logarithmen; und setzen wir

(4) $$\left\{\begin{array}{ll} \frac{\partial u}{\partial x} = e; & \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} = a; \\ \frac{\partial v}{\partial y} = f; & \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} = b; \\ \frac{\partial w}{\partial z} = g; & \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} = c; \end{array}\right.$$

$$e + f + g = \bar{\omega},$$

so lauten die von mir gegebenen Näherungsformeln folgendermassen:

(5a) $$p_{xx} - p = C_{xx} \varepsilon^{-t/T} - \varepsilon^{-t/T} \int \frac{dt}{T} \varepsilon^{t/T} \{2\mu e + \lambda \bar{\omega}\}$$

(5b) $$p_{yy} - p = C_{yy} \varepsilon^{-t/T} - \varepsilon^{-t/T} \int \frac{dt}{T} \varepsilon^{t/T} \{2\mu f + \lambda \bar{\omega}\}$$

(5c) $$p_{zz} - p = C_{zz} \varepsilon^{-t/T} - \varepsilon^{-t/T} \int \frac{dt}{T} \varepsilon^{t/T} \{2\mu g + \lambda \bar{\omega}\}$$

(6a) $$p_{yz} = C_{yz} \varepsilon^{-t/T} - \varepsilon^{-t/T} \int \frac{dt}{T} \varepsilon^{t/T} \mu a$$

(6b) $$p_{zx} = C_{zx} \varepsilon^{-t/T} - \varepsilon^{-t/T} \int \frac{dt}{T} \varepsilon^{t/T} \mu b$$

(6c) $$p_{xy} = C_{xy} \varepsilon^{-t/T} - \varepsilon^{-t/T} \int \frac{dt}{T} \varepsilon^{t/T} \mu c.$$

Nach Poisson-Stokes haben wir dagegen:

(7a) $$p_{xx} - p = -(2\mu e + \lambda \bar{\omega})$$

(7b) $$p_{yy} - p = -(2\mu f + \lambda \bar{\omega})$$

(7c) $$p_{zz} - p = -(2\mu g + \lambda \bar{\omega})$$

(8a) $$p_{yz} = -\mu a$$

(8b) $$p_{zx} = -\mu b$$

(8c) $$p_{xy} = -\mu c.$$

Man sieht, dass der Einwand Herrn Weinsteins auf einem Versehen beruht. Denn z. B. mit der Grösse $a$, welche sich in der Poisson-Stokesschen Gleichung (8a) befindet, ist nur und ausschliesslich der Ausdruck

(9) $$\varepsilon^{-t/T} \int \frac{dt}{T} \varepsilon^{t/T} a$$

vergleichbar; und nicht etwa der mit $T$ nicht dividierte Ausdruck

(10) $$\varepsilon^{-t/T} \int dt \, \varepsilon^{t/T} a.$$

In Bezug auf die Zeit wäre dann die Grösse (10) von einer anderen Dimension als $a$, während die Grösse (9) von derselben Dimension ist. Zieht man z. B. den besonderen Fall in Betracht, wenn man $a$ als unabhängig von $t$ behandeln kann, so wird (9) gleich $a$, während (10) gleich $Ta$ sein würde. Ähnliches lässt sich von den übrigen, in den Gleichungen (5), (6), (7), (8) auftretenden Grössen behaupten.

S. 97 sagt Herr Weinstein: „Ausserdem muss hervorgehoben werden, dass die mit den $C_{xx}$ u. s. f. multiplizierten Teile in den Gleichungen für die Druckkräfte mir unzulässig scheinen. Da sie von der Bewegung nicht abhängen, würden sie stets vorhanden sein, auch im Gleichgewichtszustand, und das würde bedeuten, dass der Druck in einer Flüssigkeit überhaupt nicht konstant ist, weder nach der Zeit, noch nach dem Ort, was mindestens das erstere, wohl unzulässig ist." Die Glieder $C_{xx} \varepsilon^{-t/T}$ u. s. w. in den Gleichungen (5) und (6) bringen offenbar zum Ausdruck die Einwirkung, welche auf die Druckkräfte von der ursprünglichen, zur Zeit $t = 0$ vorhandenen, später aber abklingenden Störung ausgeübt wird. Ich glaube, dass derartige Glieder in den Gleichungen einer Theorie der Reibung durchaus gerechtfertigt, ja sogar notwendig sind. Es wird genügen, mich z. B. auf die Erscheinung der accidentellen Doppelbrechung in Körpern, wie Kolophonium, Firnis u. s. w. zu berufen. Von R. Reiger[1]) und G. de Metz[2]) ist auf diesem, optischen Wege das Abklingen im Ruhezustand einer anfänglichen Störung experimentell verfolgt worden; wie zu erwarten war, hat sich dabei das Exponentialgesetz $\varepsilon^{-t/T}$ bewährt, welches meinen einfachen, in Bezug auf den Vorgang der Relaxation angenommenen Hypothesen entspricht.

1) Diese Zeitschrift **2**, 213. R. Reiger, Innere Reibung plastischer und fester Körper. Inaug.-Diss., Erlangen 1901.

2) G. de Metz, Comptes Rendus, tome **134**, 1353; **136**, 604.

Zum Schluss möchte ich mir erlauben, mit Dankbarkeit die höfliche, rein sachliche Form zu erwähnen, in welcher Herr Weinstein seine Einwände gegen einzelne Punkte meiner Theorie ausgesprochen hat.

Krakau, den 13. Juni 1903.

(Eingegangen 14. Juni 1903.)

---

## Über ein kurzes Glyzerinbarometer.

Von U. Behn und F. Kiebitz.

Zahlreich sind die Vorschläge, sei es, die Angaben des Quecksilberbarometers mechanisch zu vergrössern, sei es, nach anderen Prinzipien grössere Ausschläge zur Bestimmung der Veränderungen des Luftdruckes zu erhalten; da aber alle diese Versuche mit einer Einbusse von Genauigkeit verbunden sind, wird man, wenn es sich um exakte Messungen handelt, wohl stets beim Quecksilberbarometer bleiben und die Ausschläge desselben optisch vergrössern.

Auf der anderen Seite verdienen Apparate, wie z. B. vor anderen das von Hefner-Alteneckschen Barovariometer[1]), bei dem sich, unter vollständigem Verzicht auf absolute Messungen, die Ausschläge fast unbegrenzt steigern lassen, ernstliche Beachtung, die diesem Apparat ja auch besonders von den Meteorologen schon zu teil wird.

Die Angaben derjenigen Instrumente, bei denen der Luftdruck durch die Höhe einer Flüssigkeitssäule gemessen wird, sind ihrem absoluten Wert nach brauchbar und bei Verwendung einer leichteren Flüssigkeit denen des Quecksilberbarometers gegenüber vergrössert. So giebt das Glyzerinbarometer entsprechend seiner grösseren Länge die Schwankungen des Barometerstandes in fast 11 facher Vergrösserung. Das hat zur Folge, dass man, wenn es nicht auf besondere Genauigkeit ankommt, die Ablesungen hier ohne besondere optische Einrichtungen machen kann. Dieser Vorteil wird aber durch die unbequeme Länge des Instrumentes mehr als aufgehoben.

Die Idee, eine durch eine Sperrflüssigkeit abgeschlossene Luftmenge (also ein Galileïsches Luftthermometer, etwa in Kirchers[2]) Form) auf konstanter Temperatur zu halten und die Luft so statt des Vakuums der gewöhnlichen Barometer zu benutzen, ist naheliegend und wohl oft benutzt. Für Messungen, bei denen eine geringe Genauigkeit ausreicht, ist kürzlich ein derartiges leicht transportables kleines Instrument, das Mundbarometer von Herrn Grützner[1]) angegeben worden.

1) Wied. Ann. **57**, 468, 1896.

2) Vgl. z. B.: E. Gerhard, Geschichte der Physik S. 133.

Umgiebt man dagegen die abgeschlossene Luftmenge mit schmelzendem Eis, so sind die Angaben des Barometers zuverlässig. Und in den jetzt wohl in allen Laboratorien vorhandenen Vakuummantelgefässen hat man ein Mittel, das Schmelzen dieses Eises so zu verlangsamen, dass eine einzige Füllung etwa für einen Monat reicht, ein Umstand, der dieser Anordnung praktische Bedeutung ermöglicht. Unser Apparat, den man sich leicht selbst zusammenstellen kann, ist also folgender:

Man füllt ein kugeliges, versilbertes Vakuummantelgefäss[2]) von gut 2 Liter Inhalt mit geschabtem oder klein gestossenem[3]) Eise und etwas Wasser und senkt dann das eigentliche

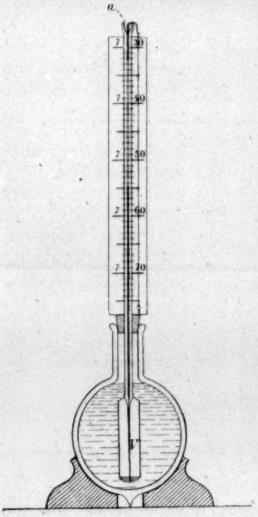


Fig. 1.

Barometergefäss ein, dessen Kapillare durch einen Gummistopfen gesteckt ist. Letzterer besitzt noch eine dünne zweite Bohrung, die offen gelassen wird. (Fig. 1). Die Kapillare des

1) P. Grützner, Ann. d. Physik **9**, 238, 1902; vergl. auch die historische Skizze von H. A. Naber, Ann. d. Physik **4**, 815, 1901; und K. T. Fischer (ein Luftdruckaräometer), Ann. d. Physik **3**, **428**, 1900.

2) Die Vakua fallen sehr verschieden aus, die besten 2 l-Gefässe, die wir besitzen, lassen in 24 Stunden ca. 140 g flüssige Luft verdampfen (Glasbläser Burger, Berlin N), das entspricht einem Wärmezufluss von 7000 Kal. in 24 Stunden bei ca. 200° Temperaturdifferenz zwischen innen und aussen. Wäre der Wärmefluss dieser Differenz immer proportional, so müsste sich eine Eisfüllung fast ein halbes Jahr halten.

3) Es empfiehlt sich, das Eis gut zu zerkleinern und vorsichtig einzufüllen, weil sonst leicht die innere, meist recht dünnwandige (bis 0,2 mm) Glaskugel zerbricht.

„Barometers" ist etwa 65 cm lang, starkwandig, unten ausgezogen und hat einen inneren Durchmesser von ca. 1 mm. Um unnötige Luftzirkulation[1]) zu verhindern, steckt man oben einen kurzen Draht hinein, an dessen äusserem Ende man ein kleines Senkel aufhängen kann. Der Boden des Gefässes $V$, das etwa 3 cm Durchmesser und 12 cm Höhe hat, ist mit gefärbtem Glyzerin (oder sonst irgend einer passenden Flüssigkeit) bedeckt. Das dem Eise zugegebene Wasser im Vakuummantelgefäss soll etwa bis zum unteren Rande des Halses reichen. Man vergleicht nun einmal bei hohem und einmal bei geringem Luftdruck die Angaben des Glyzerinbarometers mit denen eines Quecksilberbarometers[2]) und macht sich danach eine Skala, auf der jedem Millimeterstrich des letzteren ein Strich entspricht. Die Striche haben gleiche Abstände und zwar von etwa 1 cm, wenn man die obigen Dimensionen befolgt.

Dass in der That die Striche in gleichen Intervallen zu ziehen sind, erleichtert die Anfertigung der Skala und rechtfertigt sich durch folgende Überlegung:

Da das Luftvolumen $v$ (Fig. 2) auf konstanter Temperatur gehalten wird, so ist

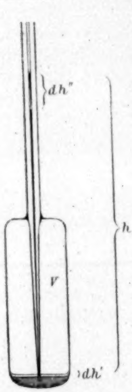


Fig. 2.

$$v(p+h) = \text{konstant},$$

wo $p$, der jeweilige äussere Luftdruck, durch die Höhe der entsprechenden Glyzerinsäule ausgedrückt werden möge.

Wir haben also

$$v(dp+dh)+dv(p+h)=0$$

oder

$$vdp = -vdh - dv(p+h). \qquad (1)$$

Nun wird aber nicht $dh$, die Veränderung der Höhe der benutzten Glyzerinsäule, abgelesen, sondern nur $dh''$, die Höhenveränderung des kleinen (oberen) Meniskus, und es ist

$$dh = dh'' - dh',$$

wenn $dh'$ die Höhenänderung des grossen Meniskus angiebt. Seien weiter die Querschnitte der beiden Menisken $q$ und $Q$, so ist

$$dh''.q = dv = -dh'.Q.$$

Gleichung (1) wird also

$$vdp = -dh''\left(v\left(1+\frac{q}{Q}\right)+q(p+h)\right)$$

folglich ist

$$-\frac{dh''}{dp} = \frac{1}{1+\frac{q}{Q}+\frac{q}{v}(p+h)}. \qquad (2)$$

Der Ausschlag unseres Barometers erreicht also den des ungekürzten Glyzerinbarometers nicht ganz. Der Unterschied wird aber klein, wenn $\frac{q}{Q}$ und $\frac{q}{v}(p+h)$ klein sind. $\frac{q}{Q}$ hat bei den oben angegebenen Dimensionen den Wert $\frac{1}{700}$. Bei Benutzung eines kugeligen Vakuummantelgefässes von 2 Liter Inhalt wird man das $v$ so gross machen können, dass $\frac{q}{v}(p+h)$ für $q = 1\ \text{mm}^2$ etwa gleich $\frac{1}{10}$ wird. Vor allem ist es nämlich wichtig, dass $v$ gross ist, damit es sich bei variierendem Luftdruck nicht merklich ändert; denn nur dann ist $\frac{dh''}{dp}$ konstant, die Striche der Skala also äquidistant.

Die obige Rechnung ist nur dann genau gültig, wenn auch der Glyzerinfaden seine Temperatur nicht ändert. Eine Überschlagsrechnung lehrt aber (ebenso wie die Beobachtung), dass die Schwankungen der Zimmertemperatur, denen das obere Ende des Glyzerinfadens folgt, einen merklichen Einfluss auf die Angaben des Barometers nicht haben.

Wünscht man den Strichintervallen der Skala von vornherein eine bestimmte Grösse zu geben, so findet man aus Gleichung (2), welche Dimensionen für $q$, $Q$ und $v$ zu wählen sind.

Nach der Anfertigung und Füllung des Barometergefässes muss man (etwa durch Schütteln) dafür sorgen, dass das Glyzerin, was Absorption betrifft, mit der eingeschlossenen Luft im Gleichgewicht sei. Luftblasen, die den Glyzerinfaden unterbrechen, entfernt man durch Saugen oder Drücken mittels des Wassertrommelgebläses und giebt dann ebenso dem kleinen Meniskus eine passende Höheneinstellung.

Bei einem gut evakuierten Vakuummantelgefäss ist, mittlere Zimmertemperatur vorausgesetzt, eine neue Eisfüllung nach fast genau einem Monat erforderlich.[1]) Man schliesst dann die Kapillare, indem man einen gut passenden

1) Käufliches Glyzerin hat eine Wasserdampfspannung, die der mittleren der Luft entspricht, so dass wohl auch ohne diese Vorsichtsmassregel keine Flüssigkeit verloren gehen und die inneren Wände der Kapillare gut benetzt bleiben würden.

2) Ein einmaliger Vergleich genügt, wenn man den zweiten Punkt der Skala so bestimmt, dass man ein Wassermanometer vorschaltet und den Luftdruck dann künstlich ändert.

1) Jetzt, in der wärmsten Jahreszeit, allerdings erheblich eher.

Stopfen in die kleine Erweiterung bei *a* (Fig. 1) steckt[1]) und kann nun das Barometer herausnehmen und das Vakuummantelgefäss neu füllen. Da von der Sperrflüssigkeit hierbei nichts verloren geht, so bleiben die Angaben des Barometers richtig.

Wir haben seit 3 Monaten ein solches Barometer in Gebrauch. Seine Angaben stimmen mit denen eines zur Kontrolle benutzten Quecksilberbarometers auf etwa 0,1 bis 0,2 mm Quecksilber überein. Dabei erfordern die Ablesungen an unserem Glyzerinbarometer keinerlei Korrekturen, und das Barometer kann ohne Klopfen abgelesen werden. Ein zeitliches Zurückbleiben, veranlasst etwa durch die Viskosität des Glyzerins wurde nicht beobachtet. Wenn es gelänge, eine Substanz ausfindig zu machen, die bei Zimmertemperatur schmilzt, deren Schmelzpunkt scharf definiert ist und die eine hohe Schmelzwärme besitzt, so würde diese natürlich dem Eise vorzuziehen sein. Unter den organischen Substanzen, die der ersten Bedingung genügen, wurde aber keine gefunden, die auch die letzten beiden wichtigeren Postulate erfüllt.

Setzt man an dem oberen Ende der Kapillare ein dünnwandiges, allseitig geschlossenes Glasgefäss an, so hat man ein vom Luftdruck unabhängiges Gasthermometer, das in Ausnahmefällen vielleicht auch nützlich sein könnte.

1) Oder auch man legt das Barometergefäss während der Neufüllung der Vakuummantelflasche in Eis.

Frankfurt a. M., Laboratorium des Physikalischen Vereins, den 6. Juli 1903.

(Eingegangen 7. Juli 1903.)

## Die magnetische Drehung der Polarisationsebene.

(Auszug aus der Amsterdamer Dissertation.)

Von J. J. Hallo.

Aus seiner magneto-optischen Theorie hat Voigt[1]) die Existenz abgeleitet der von Macaluso und Corbino experimentell aufgefundenen, ausserordentlich grossen Drehung der Polarisationsebene in der Nähe eines Absorptionsstreifens unter dem Einfluss des magnetischen Feldes, wenn das Licht die absorbierende Substanz parallel den Kraftlinien durchläuft; auch hat Voigt aus seiner Theorie abgeleitet, welche Erscheinungen sich innerhalb des Absorptionsstreifens selbst zeigen würden, und seine Voraussagungen auf diesem Punkte sind später durch das Experiment zum grössten Teil bestätigt worden.[2]) Ausserdem aber hat er das quantitative Gesetz gefunden, welchem die obengenannte Drehung der Polarisationsebene folgen musste, und ich will hier kurz die Resultate einer Untersuchung mitteilen, welche ich zur Prüfung dieses Gesetzes angestellt habe. Ich wurde zu dieser Untersuchung durch Professor Zeeman angeregt und führte dieselbe im physikalischen Institut der Universität Amsterdam aus.

1) Voigt, Göttinger Nachrichten, 1898, S. 329; Wiedemanns Ann. **67**, 345, 1899.

2) Zeeman, Verslagen v. d. Kon. Ak. van Wetenschappen te Amsterdam, Mai 1902.

Die experimentelle Methode war die folgende. Das durch ein Nicol geradlinig polarisierte Licht durchläuft erst die Achse eines Rhumkorffschen Elektromagnets, zwischen dessen Polschuhen sich eine Natriumflamme befindet, dann ein Fresnelsches Doppelquarzprisma, das vor dem Spalt des Spektralapparats aufgestellt ist[1]); unmittelbar hinter diesem Spalt befindet sich das analysierende Nicol. Der Spalt steht im Brennpunkte eines Hohlspiegels, der die dadurch parallel gemachten Lichtstrahlen auf ein grosses Rowlandsches Gitter reflektiert. Das in dieser Weise beobachtete Spektrum ist stigmatisch[2]), und infolge des Doppelquarzprismas giebt es in dem Spektrum ein System von horizontalen, abwechselnd dunklen und hellen Banden. Sobald der Elektromagnet von einem Strome durchflossen wird, biegen sich die Banden in der Nähe der Natriumabsorptionsstreifen infolge der eintretenden Drehung der Polarisationsebene. Der Teil des Spektrums, in dem die Natriumlinien sich befinden, wird dann photographiert, und das so verfertigte Photogramm wird mit Hilfe eines guten Linsensystems nochmals photographiert in 5- bis 7 facher Vergrösserung. Auf diesen vergrösserten Photogrammen werden dann die Messungen angestellt. Auf dem Photogramm werden zu diesem Zwecke zwei einen rechten Winkel bildende Linien gezogen, eine Abszissenachse parallel den Interferenzbanden, und eine Ordinatenachse parallel den Absorptionsstreifen. Auf der Abszissenachse wird dann eine Teilung in halbe Millimeter angebracht, und die zu jedem Punkte dieser Teilung gehörige Ordinate der Interferenzbande wird mit einem feinen Massstabe abgelesen. Auf jedem Photogramm fanden sich bei meinen Messungen stets wenigstens drei Interferenzbanden vor, und die Summe ihrer respektiven Ordinate wurde als Ordinate einer „mittleren Bande" genommen. Die Abweichung einer Bande aus dem ursprünglichen (horizontalen) Stand an jeder Stelle giebt unmittelbar die Drehung der Polarisationsebene an dieser Stelle, wobei mit dem Abstande zwischen zwei aufeinanderfolgenden dunklen Banden eine Drehung von 180° korrespondiert. Die Resultate meiner Messungen habe ich zu-

1) Corbino, Rendiconti d. Reale Ac. dei Lincei **10** (5), 137; Nuovo Cimento **3** (5), 121.

2) Siehe Runge und Paschen, Wiedemanns Ann. **61**, 647, 1897; und Zeeman, Archives Néerlandaises **5**, (2), 237.

sammengestellt in einer Reihe von Tabellen, welche ich in meiner Dissertation [1]) mitgeteilt habe. Von diesen Tabellen will ich als Beispiel eine hier geben. Darin ist $\delta$ proportional mit dem Unterschiede zwischen der Wellenlänge irgend einer Lichtart und derjenigen, welche mit der Mitte der Natriumlinie $D_2$ korrespondiert; den Proportionalitätsfaktor kann man berechnen, wenn man weiss, dass mit dem Unterschiede zwischen den Wellenlängen der beiden Natriumlinien ein Wert $\delta = 130$ korrespondiert. $\chi$ ist proportional mit der Drehung der Polarisationsebene; eine Drehung von $180^0$ korrespondiert mit einem Werte $\chi = 105$.

| $\delta$ | $\chi$ | $\delta^2\chi$ | $\delta$ | $\chi$ | $\delta^2\chi$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 15 | 88 | 19800 | 50 | 11 | 27500 |
| 20 | 51 | 20400 | 55 | 10 | 30250 |
| 25 | 31 | 19375 | 60 | 9 | 32400 |
| 30 | 23 | 20700 | 65 | 8 | 33800 |
| 35 | 18 | 22050 | 70 | 6 | 29400 |
| 40 | 14 | 22400 | 75 | 5 | 28125 |
| 45 | 12 | 24300 | | | |

Wie man aus dieser Tabelle ersehen kann, ist der Wert des Produktes $\lambda\delta^2$ in erster Annäherung konstant, wie Voigt aus der Theorie abgeleitet hatte. Wie die Voigtsche Theorie ebenfalls erwarten liess, ist dies Konstantsein nur eine angenäherte, und die Schwankungen in dem Werte dieses Produktes, welche die Theorie vorhersagt, finden sich in der That vor.

Zum Schlusse will ich noch hervorheben, dass wir aus den in der Voigtschen Theorie auftretenden Konstanten jetzt von den drei Grössen $c_h$, $a_h$ und $\varepsilon_h$ den Wert angeben können.[2]) $c_h$ kennen wir aus dem Werte des Zeeman-Effektes; $a_h$ können wir für jeden Absorptionsstreifen berechnen aus der Breite dieses Absorptionsstreifens; während $\varepsilon_h$ sich aus meinen Messungen von der Drehung der Polarisationsebene berechnen lässt in der Weise, welche ich in meiner Dissertation beschrieben habe. Die Werte, welche ich für eine von mir gebrauchte Flamme (mit reichlichem Natriumgehalt) gefunden habe, sind:

$$a_h = 1 \cdot 10^{-20};$$
$$c_h = 0{,}2 \cdot 10^{-23};$$
$$\varepsilon_h = 7{,}5 \cdot 10^{-8}.$$

1) De magnetische draaiing van het polarisatievlak in de nabyheid van een absorptieband; Amsterdam, Dezember 1902.

2) Siehe meine Mitteilung in den Verslagen van de Kon. Ak. van Wetenschappen te Amsterdam, Januar 1903.

(Eingegangen 14. Juni 1903.)

## Über eine neue Reaktion zwischen elektrostatischen Kraftröhren und Isolatoren, sowie über das elektrostatische Feld in der Umgebung eines elektrischen Stromes und die Professor Poyntingsche Theorie.

Von M. W. de Nicolajew.

### I. Über das einen elektrischen Strom umgebende elektrostatische Feld.

Der Apparat. — In einer grossen, senkrecht aufgestellten Glasröhre sind zwei zueinander parallele und 4 bis 5 mm voneinander abstehende Schleifen $AEC$ und $BFD$ (Fig. 1)

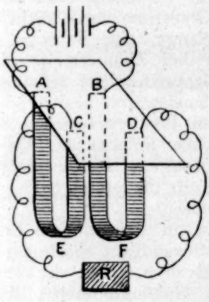



Fig. 1.

aufgehängt, die aus zwei 3 mm breiten und bis zu einer Tiefe von 50 cm herabhängenden Streifen Zinnfolie bestehen. Je tiefer sie herabhängen, um so ausgeprägter ist die Wirkung. Die freien Enden $ABCD$ sind in einem oben auf die Röhre aufgesetzten Kartonblatt befestigt.

Die Punkte $A$ und $B$ der Schlingen sind mit den Polen einer Batterie von 100 Volts verbunden. Die Punkte $C$ und $D$ sind entweder isoliert oder durch einen Glühlampenrheostaten verbunden. Im ersteren Falle werden die Schlingen auf die Potentiale der Batterieklemmen geladen; im zweiten Falle fliesst ein konstanter Strom durch die beiden Schlingen in entgegengesetzten Richtungen, so dass die elektromagnetischen Kräfte danach streben, eine Abstossung zwischen ihnen zu stande zu bringen.

Erster Versuch. — Die Batterie ist nicht eingeschaltet, und die Schlingen sind unbeweglich. Dann wird die Batterie eingeschaltet, und die Schlingen bewegen sich aufeinander zu. Die Anziehung wird durch das System elektrostatischer Kraftröhren hervorgebracht, das von der einen Schlinge nach der anderen geht.

Zweiter Versuch. — Der Batteriekreis wird durch einen Rheostaten von 900 Ohm ge-

schlossen. Die Bewegung gegeneinander bleibt bestehen und unterscheidet sich nur wenig von der in offenem Stromkreise. Die abstossende elektromagnetische Wirkung besteht, tritt aber in Anbetracht der Schwäche des Stromes (0,11 Amp.) nicht zum Vorschein. Nur eine Erklärung ist möglich; die elektrostatischen Röhren stehen mit den beiden Schlingen in derselben Weise in Verbindung wie im statischen Falle, und der mechanische Effekt bleibt angenähert derselbe, weil einerseits wegen des geringen Potentialgefälles die Kraftröhren fast dieselbe Stärke haben und andererseits die elektromagnetische Abstossung sehr gering ist.

Bei der statischen Anordnung ist die Potentialdifferenz zwischen den beiden Enden einer jeden Röhre dieselbe und befindet sich das Röhrensystem im Gleichgewicht. Bei der dynamischen Anordnung nehmen die Potentialdifferenzen von 100 Volt bis auf Null ab und ist das Gleichgewicht der Röhren gestört. Die transversalen Drucke nehmen allmählich ab und die Kraftröhren sind senkrecht zu ihren Achsen verschoben; sie gleiten an den Leitern entlang und gehen durch das dielektrische Medium. Der Potentialabfall längs des Stromkreises zeigt, dass jede Röhre nach einer unendlich kleinen Verschiebung zwischen ihren Enden eine geringere Potentialdifferenz besitzen wird, eine Erscheinung, die auf Rechnung der zerstörenden Entladung der Endzellen im Inneren der Leiter gesetzt werden kann. Wir sehen, dass der Versuch zu Resultaten führt, die genau übereinstimmen mit der Prof. Poyntingschen Theorie, und dass derselbe diese Theorie bestätigt. Wenn der eingeschaltete Widerstand auf 200 Ohm vermindert ist, so geht die Anziehung in elektromagnetische Abstossung über. Da die elektrostatische Wirkung den Quadraten der Entfernungen umgekehrt proportional ist und die elektromagnetische Wirkung umgekehrt proportional zu den Entfernungen abnimmt, so können wir durch Abänderung der Entfernung der einen von beiden das Übergewicht geben. [1])

1) Bekanntlich giebt das von Herrn Professor Poynting vorgeschlagene Bild eine vollständige Erklärung des Versuches. Vielleicht liesse sich jedoch derselbe auch auf folgende Weise erklären: Man kann annehmen, dass etwas (die Elektronen) sich an den Leitern *AFC* und *BFD* (Fig. 1) entlang bewegt und sich nach aussen hin verzweigt; die Erscheinung des elektrischen Stromes besteht gerade aus dieser Bewegung längs der Leiter. Bei ihrer an den Leitern entlanggehenden Bewegung bringen die Elektronen Wärme hervor und erzeugen in ihrer Umgebung das elektromagnetische Feld; da andererseits die Elektronen das Innere des Leiters durchsetzen, müssen sie dieselben elektrostatischen Wirkungen wie in Dielektriken erzeugen; Leiter veranlassen daher die Bewegung der Elektronen — und damit den Strom — und verhalten sich zu gleicher Zeit wie Dielektrika. Damit die Elektronen innerhalb von Leitern ähnliche elektrostatische Wirkungen hervorbringen können wie in Nichtleitern, müssen sie sich in Bewegung befinden, und eine solche erfordert einen gewissen Energieverbrauch. Das elektrische Feld im Innern von Leitern ist ein stationäres Feld.

Dritter Versuch. — In Naphta nimmt die Wirkung zu.

Vierter Versuch. — Wenn man den Rheostaten ausschaltet und die Schlingen in destilliertes Wasser taucht, so wird die Anziehung sehr kräftig und offenbart sich auf eine Entfernung von 4 bis 5 cm. Um die schwachen Flüssigkeitsströme zu beseitigen und um den elektrischen Charakter der Anziehung sicher zu stellen, schaltete Verfasser den Wechselstrom eines Transformators ein und beobachtete die Anziehung, während er grössere und grössere Mengen eines Salzes auflöste: Strom und Elektrolyse nahmen allmählich zu; aber die Potentialdifferenz zwischen den Schlingen wurde kleiner, und zu gleicher Zeit fiel die Anziehung bis auf Null herab. Bei diesem Versuch verbreiten sich die elektrostatischen Röhren im Wasser transversal zum Leitungsdraht; sie werden in der Flüssigkeit selbst durch intermolekulare Entladung (vermittels Ionen) zerstört, und die Stromlinien gehen an den elektrostatischen Röhren entlang. Da die Spannungen dieser Röhren vor ihrer Zerstörung mehreremale grösser als in Luft sind, so beobachtet man eine stärkere Anziehung als in Luft.

Fünfter Versuch. — Zwei vertikale Streifen Zinnfolie, die zueinander parallel sind und 4 bis 5 mm voneinander abstehen, tauchen in Wasser; zwischen ihnen ist eine Platte von Glas oder Glimmer eingesetzt, die etwas breiter als die Streifen. Wenn der Strom geschlossen ist, so beobachtet man eine Abstossung der Streifen. Die elektrostatischen Röhren fallen mit den elektrolytischen Stromlinien zusammen, und da die Platte die die Innenseiten und gegenüberliegenden Seiten verbindenden Röhren ablenkt, so wird die Resultante der Anziehungen kleiner als die der Abstossungen, welche von den nach den Aussenseiten gehenden Röhren herrühren. Um die Faradayschen Röhren so zu richten, dass sie diejenigen überwiegen, welche die Streifen auseinander treiben, ist es nötig, die in Fig. 2 angegebene Anordnung zu wählen,

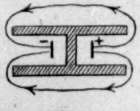



Fig. 2.

d. h. an das Diaphragma zwei senkrechte Platten zu befestigen, die die Röhren (und Stromlinien) an seitlicher Zerstreuung verhindern; die Ablenkung der Blätter wird auf diese Weise mehreremale erhöht.

Sechster Versuch. — Zwei senkrechte Streifen Zinnfolie tauchen in Wasser (Fig. 3).

Dieselben sind parallel und liegen so nahe beieinander, als dies nur möglich ist, ohne dass Anziehung durch Kapillarität stattfindet. Das Streifenpaar bildet eine Elektrode, während die andere ein senkrechter Metalldraht ist, der an der Ebene der ersten Elektrode in einer Entfernung von 3 cm von ihr angebracht ist. Beim Durchgang des Stromes bewegen sich die

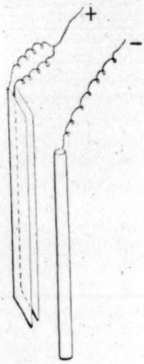



Fig. 3.

Streifen ein wenig nach dem Drahte zu und divergieren zugleich voneinander, ganz als ob sie sich in Luft vor einem elektrisierten Leiter befänden.

Benachbarte und gleichgerichtete elektrische Ströme stossen sich daher ab, während ihre Magnetfelder bestrebt sind, sich einander zu nähern.

Der vierte, fünfte und sechste Versuch zeigen die Anwesenheit eines elektrostatischen Feldes innerhalb eines Elektrolyten.

Siebenter Versuch. — Wenn die beiden linearen Leiter beim Hertzschen Versuch durch zwei biegsame Schlingen ersetzt werden, die 15 bis 20 cm voneinander abstehen, so ziehen sie einander kräftig an. Hier sind die Röhren zwischen den linearen Leitern in Bewegung und schleifen mit ihren Enden an ihnen entlang; dies ist die Ursache der Gleichheit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit im Medium und in den Leitern.

## II. Über eine neue Reaktion zwischen elektrostatischen Röhren und Isolatoren.

Diese besondere Wechselwirkung ist im elektrostatischen Felde zu beobachten, dessen Vorhandensein bei der Elektrolyse während des Stromdurchganges Verfasser gezeigt hat. Die Kraftröhren dieses Feldes fallen mit den Stromlinien zusammen; isolierende Materie, die doch für Röhren des gewöhnlichen Feldes ein Dielektrikum ist, verhält sich daher in einem Elektrolyten wie ein vollkommenes Dielektrikum, das von elektrischer Permeabilität frei ist.

Erster Versuch. — Man stellt in destilliertem Wasser ein System von zwei vertikalen Platten auf, die senkrecht zu einer dritten, *AB* (Fig. 4), sind; alle sind Isolatoren, und der

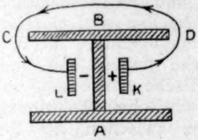



Fig. 4.

Horizontalschnitt ist H-förmig. In die von dieser Platte gebildete Kammer taucht man zwei 15 bis 20 cm lange Zinnstreifen mit von *K* und *L* dargestellten Horizontalschnitten. Wenn die Streifen mit einer Stromquelle in Verbindung gesetzt werden, so divergieren sie unter dem Einfluss von Kraftröhren, ähnlich wie eine solche durch *KDBCL* dargestellt und im Aufriss in Fig. 5 wiedergegeben ist. Wenn sie mit den Endklemmen eines 300 Volttransformators verbunden werden, so werden ihre Enden um 20 mm nach aussen verschoben. Das *KDBCL* analoge Röhrensystem kann nur infolge der Wirkung des Diaphragmas auf dieselben bestehen, und diese Röhren üben eine Rückwirkung aus, die das Diaphragma zusammenzudrücken strebt.

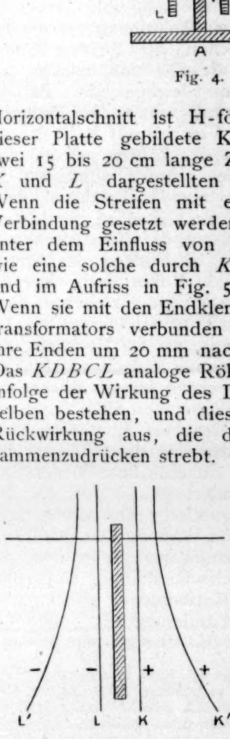



Fig. 5.

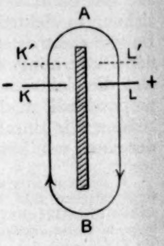



Fig. 6.

Zweiter Versuch. — Zwei Streifen *K* und *L* (Fig. 6) sind in Wasser aufgehängt und voneinander durch eine gläserne Scheidewand *AB* getrennt. Die elektrostatischen Röhren von derselben Art wie *LAK* verschieben die Streifen nach den Stellungen *K* und *L'*, so dass die beiden Körper unter ihrer gegenseitigen Einwirkung in derselben Richtung verschoben werden, was gegen das Fundamentalgesetz von Wirkung und Gegenwirkung ver-

stösst. Die einzige plausible Erklärung ist die, dass die Kante *A* auf die Röhren *LAK* eine Reaktion ausübt, die wie gespannte elastische Fäden wirken, die gegen die Kante drücken und die Streifen fortziehen.

Dritter Versuch. — Metallische Drähte oder Streifen *K* und *L* (Fig. 7) tauchen in

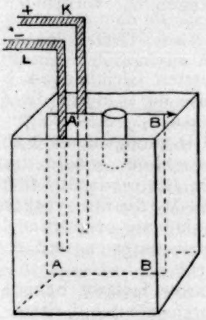


Fig. 7.

Wasser ein und sind darin befestigt. Die Scheidewand aus Glimmer *AB* ist beweglich und mit einem schwimmenden Kork versehen. Wenn sie sich in der Stellung *AB* befindet, bewegt sie sich von *A* nach *B*, und zwar ist die Richtung der Bewegung zu der Bewegung der Streifen im zweiten Versuch entgegengesetzt. Die bewegende Kraft ist der Unterschied der von den Röhren *LAK* und *LBK* ausgeübten Züge (Fig. 6). Wenn die Kante *A* die Linie der Elektroden *KL* passiert hat, so wirken die von den anderen Seiten der Elektroden ausgehenden Kraftröhren immer noch in derselben Richtung. Wenn der Glimmer zu der Ebene durch *KL* parallel ist, so wird er von ihnen abgestossen, eine Bewegung, die durch die Drucke der Röhren hervorgerufen wird. Derartige Drucke müssen auf die Wände von Elektrolyten enthaltenden Gefässen ausgeübt werden. Um den Versuch zu bestätigen und um sicher zu gehen, dass die Bewegungen nicht von Flüssigkeitsströmungen herrühren, wurden zwei Elektrolyte in Serie angebracht; beide bestanden aus destilliertem Wasser. Nachdem der Glimmer in dem einen sich bewegt hatte, wurde eine kleine Menge Natriumchlorid darin aufgelöst. Der Strom wurde stärker, aber das elektrostatische Feld nahm ab, und der Glimmer zeigte kaum irgend welche Spur von Bewegung. In Wasser schwimmende Zinnfolie, die an Stelle von Glimmer angewandt wurde, zeigte ein entgegengesetztes Verhalten.

Wenn die Isolatoren sich nicht wie vollständige Dielektrika verhielten und für Faradaysche Röhren durchlässig wären, so würden die beobachteten Reaktionen von derselben Art wie die von Herrn Professor Quincke beobachteten sein; sonst würden sie einen Grenzfall darstellen.

Physikalisches Laboratorium der Akademie der Wissenschaften zu St. Petersburg.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 29. Mai 1903.)

## Über die Bewegungen von Isolatoren in elektrisch durchströmten Leitern.

Von Emil Cohn.

Durch Herrn von Nicolajew habe ich eine Reihe interessanter Versuche kennen gelernt, welche sich auf die Bewegungen leitender und isolierender Körper in elektrisch durchströmten Elektrolyten beziehen. Am überraschendsten wirkt folgender Doppelversuch: ein schwimmendes Glimmerblättchen wird einerseits aus einem inhomogenen Felde herausgetrieben; es stellt sich andererseits in einem annähernd homogenen Felde parallel den Kraftlinien.

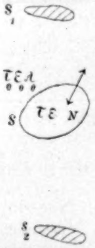
Nun beobachtet man bekanntermassen in dem magnetischen Felde zwischen zwei Polen das folgende: Eisen wird in das Feld hineingetrieben und stellt sich axial ein; — Wismut wird herausgetrieben und stellt sich äquatorial ein. Es ist zwar wohlbekannt, dass der letztgenannte Vorgang ebenfalls auf die Inhomogenität des Feldes und auf seine speziellen Symmetrieverhältnisse zurückzuführen ist, und dass in einem homogenen Felde auch diamagnetische Körper sich axial einstellen müssten, wenn das Feld stark genug wäre, oder wenn wir ein Material zur Verfügung hätten, dessen Diamagnetismus so ausgesprochen wäre, wie der Paramagnetismus des Eisens.[1] Thatsächlich aber lassen sich die notwendigen Bedingungen nicht herstellen. — Um die Doppelerscheinung der Ausstossung und der axialen Einstellung im elektrostatischen Felde zu erhalten, bedürfte es eines festen Isolators, der sich in einem gasförmigen oder flüssigen Isolator von beträchtlich höherer Dielektrizitätskonstante bewegt. Auch dieser Vorgang wurde meines Wissens niemals beobachtet.

Die Lücke füllt nun der Nicolajewsche Versuch in willkommenster Weise aus. Da der Zusammenhang nicht ohne weiteres klar sein mag, erlaube ich mir, ihn im folgenden darzulegen.

1. Die allgemeine Versuchsanordnung ist die folgende: in einen homogenen Elektrolyten

1) Eine unrichtige Darstellung findet sich auffälligerweise bei Ferraris „Wissenschaftliche Grundlagen der Elektrotechnik", deutsche Ausgabe, S. 170.

(Raum $\tau_0$, Dielektrizitätskonstante $\varepsilon_0$, Leitungsvermögen $\lambda_0$) ist ein isolierender Körper ($\tau$, $\varepsilon$) eingebettet; der (stationäre oder doch „quasistationäre") Strom wird durch zwei Elektrodenflächen $S_1$ und $S_2$ zugeführt; im übrigen möge




der Elektrolyt sich ins Unendliche erstrecken. Die Oberfläche von $\tau$ sei $S$ mit den Normalen $N_0$ und $N$. Das elektrische Feld $E$ ist dann im ganzen Raume eindeutig bestimmt durch die Potentialdifferenz zwischen $S_1$ und $S_2$ und die Bedingungen:

$$\text{Rot. } E = 0 \text{ durchweg,}$$
$$\text{Div. } E = 0 \text{ in } \tau_0 \text{ und in } \tau,$$
$$E_{N_0} = 0 \text{ an } S.$$

(Denn in $\tau_0$ ist die Strömung: $A = \lambda_0 E$, und es muss sein

$$\text{Div. } A = 0 \text{ und } A_{N_0} = 0;$$

in $\tau$ ist die Polarisation: $\mathfrak{E} = \varepsilon E$, und es muss sein

$$\text{Div. } \mathfrak{E} = 0.)$$

Die Aufgabe ($A$), dieses Feld zu berechnen, lässt sich als Spezialfall einer anderen ($B$) betrachten, welche vielfach behandelt ist: Wir denken uns an Stelle des Elektrolyten einen homogenen und ungeladenen Isolator von der Dielektrizitätskonstante $\varepsilon_0$. Dann erhalten wir ein elektrostatisches Feld, welches denselben Bedingungen zu genügen hat — mit Ausnahme der letzten, an deren Stelle tritt:

$$\varepsilon_0 E_{N_0} + \varepsilon E_N = 0.$$

Also folgt:

„Für jede spezielle Anordnung, für welche $B$ gelöst ist, erhalten wir sofort die Lösung von $A$, indem wir

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = 0$$

setzen. Die Lösung von $A$ enthält keinerlei charakteristische Körperkonstanten, weder solche des Isolators, noch solche des Leiters, — vielmehr ausser geometrischen Grössen nur die gegebene Potentialdifferenz zwischen den Elektroden."

2. Aus dem Felde $E$ sind nun die mechanischen Wirkungen abzuleiten. Sie werden allgemein durch die Maxwellschen Spannungen, oder die ihnen äquivalenten Volumkräfte ($f$) dargestellt. Sofern es sich aber, wie hier, um einen starren Körper handelt, der in ein homogenes Dielektrikum (Konstante $\varepsilon_0$) eingebettet ist, können diese Kräfte ($f$) durch andere ($f_1$) ersetzt werden, welche gemäss dem Coulombschen Gesetz auf die Träger gewisser fiktiver Elektrizitätsmengen ($e_1$) wirken.[1] Es ist

$$f_1 = e_1 \cdot E, \text{ wo } E = -\text{Grad } \varphi, \quad \varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \Sigma \frac{e_1}{r}.$$

Die beiden letzten Gleichungen bestimmen in bekannter Weise die $e_1$ durch die $E$-Werte, und zwar proportional $\varepsilon_0$. Also folgt:

„Kraft und Drehungsmoment an dem starren Körper sind gegeben, sobald das Feld $E$ bekannt und die Dielektrizitätskonstante $\varepsilon_0$ des umgebenden Mediums vorgeschrieben ist. Der letzteren sind sie proportional."

3. Die Sätze unter 1 und 2 ergeben zusammengefasst:

„a) Ein starrer Isolator befinde sich innerhalb eines durchströmten Leiters. Dann sind die seine Bewegung bestimmenden Kräfte bei gegebener Potentialdifferenz der Elektroden proportional der Dielektrizitätskonstante $\varepsilon_0$ des Leiters, aber unabhängig von allen anderen Materialkonstanten, insbesondere von der Dielektrizitätskonstante $\varepsilon$ des eingelagerten Isolators.

b) Man kann diese Kräfte angeben für jede Anordnung, für welche die Kräfte auf den cet. par. in einen Isolator ($\varepsilon_0$) eingelagerten Isolator ($\varepsilon$) bekannt sind; man hat in dem Ausdruck dieser letzteren Kräfte lediglich

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = 0$$

zu setzen."

Für den im Elektrolyten beweglichen Isolator folgen hieraus u. a. die zu Anfang genannten Versuchsergebnisse. Einerseits: der Körper wird durch die translatorischen Kräfte zu Stellen kleinster Feldstärke getrieben; denn dies gilt, sobald $\varepsilon < \varepsilon_0$ ist. Andererseits: wenn der Körper gestreckte Form hat, stellt er sich in einem homogenen Felde axial ein; denn dies gilt, sobald $\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ stark von eins verschieden ist. Auch die Werte von Kraft und Drehungsmoment können für Kugel und Ellipsoid aus bekannten Formeln entnommen werden (vergl. z. B. „Elektromagn. Feld", S. 114 und 113).

4. Um den ersten Teil (a) des obenstehenden Satzes zu erhalten, genügt es, sich das Bild der Kraftlinien zu vergegenwärtigen: Im Leiter fallen die Kraftlinien mit den Stromlinien zu-

1) Die $e_1$ sind weder mit der „wahren" Elektrizität, noch im allgemeinen mit der „freien" Elektrizität der ältesten und der neuesten Theorien identisch. Die Ableitung des hier benutzten Satzes s. E. Cohn, „Das elektromagnetische Feld", S. 100 f.

sammen; sie haben alle ihre Endpunkte auf $S_1$ und $S_2$ und umgehen $S$. Im Isolator sind zwar auch Kraftlinien vorhanden, aber alle haben ihre Endpunkte auf $S$; keine durchdringt $S$. Die Kraftlinien ($K$) im beweglichen Körper hängen mit den im Aussenraum verlaufenden ($K_0$) nirgends zusammen. Daraus folgt nach Faradays Satz: Die $K$ vermögen wohl, den Isolator zu deformieren, aber für die Bewegung des Gesamtkörpers kommen sie nicht in Betracht; diese wird ausschliesslich verursacht durch die seitlichen Pressungen derjenigen $K_0$, welche sich der Fläche $S$ anschmiegen. Die entsprechenden Kräfte sind daher bei gegebener Intensität des äusseren Feldes (gegebener Potentialdifferenz der Elektroden) mit der Dielektrizitätskonstante des äusseren Mediums proportional.

5. Der Übergang von den Gesetzen des statischen Feldes ($B$) zu denen des Stromfeldes ($A$) ist selbstverständlich stetig. Die Körper zerfallen nicht in Leiter und Dielektrika, sondern jeder Körper ist sowohl ein Leiter wie ein Dielektrikum. Indem wir in den Feldgleichungen den einen nur als Leiter, den anderen nur als Dielektrikum behandeln, sprechen wir lediglich aus, dass die Relaxationszeit des ersten sehr klein, die des zweiten sehr gross ist gegen die in Betracht kommenden Zeiträume. Die allgemeine Form der von $S$ geltenden Beziehung ist die „Kontinuitätsgleichung"

$$\lambda_0 E_{N_0} + \lambda E_N = -\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon E_{N_0} + \varepsilon E_N),$$

oder, wenn wir das Feld als einfach periodisch voraussetzen und proportional $e^{i\nu t}$ schreiben:

$$(\lambda_0 + i\nu\varepsilon_0)E_{N_0} + (\lambda + i\nu\varepsilon)E_N = 0.$$

Indem wir unter $A$ das Medium in $\tau_0$ als Leiter, dasjenige in $\tau$ als Isolator annahmen, setzten wir voraus:

$$\frac{\nu\varepsilon_0}{\lambda_0} \text{ und } \frac{\lambda}{\nu\varepsilon} \text{ sehr klein.}$$

Damit dann $E_{N_0} = 0$ werde, muss noch $\frac{\nu\varepsilon}{\lambda_0}$ sehr klein sein. Die Bedingungen sind für die Wechselzahlen der Technik ausreichend erfüllt, wenn es sich um einen guten Isolator, wie Glimmer und andererseits auch nur um einen so schlechten Leiter, wie destilliertes Wasser handelt. — Alle unter 1 bis 4 gezogenen Schlüsse bleiben aber bestehen für jedes Körperpaar, für welches nur Mod. $\frac{\lambda + i\nu\varepsilon}{\lambda_0 + i\nu\varepsilon_0}$ sehr klein ist.

Strassburg i. E., den 14. Juni 1903.

(Eingegangen 16. Juni 1903.)

## Bemerkungen zu den Franz Streintzschen Untersuchungen über elektrische Leitfähigkeit komprimierter Pulver.

Von Edmund van Aubel.

### I. Über das Vorhandensein eines Hallschen Effekts beim geschmolzenen Bleisulfid.

F. Streintz[1]) hat bei verschiedenen Temperaturen die elektrische Leitfähigkeit von komprimierten Sulfidpulvern untersucht, und zwar besonders die von Bleiglanz, dem natürlichen Schwefelblei. Ich habe[2]) die Wirkung niedriger Temperaturen auf den elektrischen Widerstand von nach chemischer Methode hergestelltem und darauf geschmolzenem Schwefelblei untersucht. Die Ergebnisse, die ich unter diesen Umständen erhalten habe, sind gänzlich von den Streintzschen verschieden. Streintz hat auch untersucht, ob der elektrische Widerstand von komprimiertem Bleiglanz im Magnetfelde variiert, und ein negatives Ergebnis erhalten. Und doch liegt nach Seebeck Bleiglanz in der thermoelektrischen Spannungsreihe über Wismut.

Ich habe das Vorhandensein eines Halleffektes in absolut sicherer Weise feststellen und denselben sogar messen können; ich arbeitete mit einer Platte aus Schwefelblei, die durch Schmelzen der auf chemischem Wege hergestellten Substanz erhalten worden war. Da dieses Sulfid in kompakter Masse spröde ist, so wurde die Versuchsplatte aus dem nach Abkühlung des Tiegels zurückbleibenden Block ausgesägt. Diese Platte war 0,8 mm dick. Das Hallsche Phänomen hat beim Schwefelblei jedoch im Vergleich zu reinem Wismut eine sehr geringe Intensität, während die Erscheinung in demselben Sinne erfolgt wie bei reinem Wismut.[3]) Wir wollen nur an folgende Werte des Hallschen Drehungsvermögens erinnern, wie dieselben sich aus den von Ettingshausen und Nernstschen Messungen ergeben:

| | Hallsches Drehungsvermögen |
|---|---|
| Wismut . . . . | — 10,1 |
| Blei . . . . . | + 0,00009. |

### II. Über die Fähigkeit von Pulvern, sich durch Druck zusammenkitten zu lassen.

Franz Streintz hat die elektrischen Leitvermögen von Sulfid- und Oxydpulvern untersucht, die unter einem Druck von 10000 Atmo-

1) Franz Streintz, Das Leitvermögen von gepressten Pulvern. — Enke, Stuttgart 1903. (Ann. der Physik 1902.)

2) Comptes Rendus, 3 Nov. 1902.

3) Es ist möglich, dass das von mir untersuchte Schwefelblei metallisches Blei enthielt (H. Erdmann, Lehrbuch der anorgan. Chem., 2. Aufl., 1900, p. 648), und dass der von F. Streintz untersuchte Bleiglanz kein reines Bleisulfid war.

sphären und mehr komprimiert wurden. Nach Streintz können die den elektrischen Strom schlecht leitenden Pulver eine zusammenhängende Masse nicht bilden. So hat amorphes Schwefelblei nur „sehr gebrechliche Stifte von ziemlich mattem Glanz" geliefert; sein elektrischer Widerstand ist auch sehr bedeutend. Anders war es mit Bleiglanz, aus dem man metallisch glänzende Stäbchen herstellen konnte. Aus zahlreichen ähnlichen Versuchen hat Streintz folgende Regel abgeleitet:

„dass nur die Pulver von Leitern gut zusammenhängende Stifte von metallischem Glanz und metallischer Härte bildeten, während die Pulver von Nichtleitern weder Metallglanz annahmen, noch die notwendige Kohäsion besassen."

W. Spring ist es jedoch bei seinen bedeutungsvollen Versuchen, über die Fähigkeit fester Körper sich unter der Einwirkung von Druck zusammenzukitten[1]), geglückt, dies mit schwarzem, amorphem Schwefelbleipulver zu erzielen. Dieses Pulver war durch chemisches Ausfällen gewonnen worden; das Zusammenkitten fand bei einem Druck von 6000 Atmosphären statt und war vom Übergang in krystallinische Form begleitet. Der so hergestellte Block besass an seiner Oberfläche vollkommenen Metallglanz, ganz ebenso wie natürlicher Bleiglanz. Unter dem Mikroskop nahm man keinen Unterschied zwischen den beiden Körpern wahr; im Inneren der Masse befand sich jedoch eine Mischung von Krystallen und amorphem Schwefelblei.

Andererseits haben sich nach den Resultaten desselben Forschers[2]) „Salze wie Chloride, Bromide, Jodide sowie die Nitrate, Sulfate, Hyposulfite und Phosphate der Alkalimetalle in auffälliger Weise zusammengekittet und Blöcke geliefert, bei denen jede Spur von früheren Körnern verschwunden war. Dieselben besitzen sogar manchmal einen Anfang von Durchsichtigkeit, was augenscheinlich ihre Zusammenkittung beweist."

Nun sind Salze aber keine guten Elektrizitätsleiter; der letzte Teil der von F. Streintz ausgesprochenen Regel mit Bezug auf Nichtvorhandensein von Kohäsion bei Pulvern von Nichtleitern ist daher nicht als allgemeingültig anzusehen. Erinnert sei noch daran, dass Herr Spring das Zusammenkitten von festen Körpern durch Druck auf Rechnung von Diffusion setzt.

1) Bulletins de l'Acad. Royale des Sciences de Belgique; zweite Folge, **49**, 356—357, 1880.

2) Rapports prés. au Congr. intern. de Phys., Paris 1900, **1**, 413—414.

(Aus dem Französischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 5. Mai 1903.)

## Beitrag zur Kenntnis des aktiven und inaktiven Zustandes von zwei identischen Kohlenelektroden in feuerflüssigen Elektrolyten.

Von John Härdén.

In einem Vortrage, gehalten in der Physikal. Gesellsch. in Zürich, Sommer 1902, hat Professor R. Lorenz dortselbst darauf hingewiesen, dass, wenn ein Element aus Kohle — geschmolzenem Kalihydrat —, Eisen zusammengestellt wird, unter gewissen Umständen, beim Einblasen von Sauerstoff namentlich, eine Inaktivität des Eisens auftritt, so dass, wenn man die Kohlenelektrode durch eine Eisennadel ersetzt, ein elektrischer Strom von Eisen zum Eisen geht. Oder mit anderen Worten, die Eisennadel ist zu Anode und der angewandte Eisentiegel zu Kathode geworden.

Gelegentlich eines Versuches machte nun der Verfasser dieses die Beobachtung, dass zwei Kohlenstäbe, in schmelzendes Chlorcalcium getaucht, eine Potentialdifferenz gegeneinander aufwiesen, trotzdem sie mit keiner fremden Stromquelle vorher in Verbindung waren. Die nähere Untersuchung dieser Erscheinung ist der Gegenstand dieses Berichtes. Anfänglich wurde angenommen, dass eine Verschiedenheit der angewandten Elektroden die Veranlassung zu Thermoströmen geben konnte; hiergegen sprach aber unter anderem die Höhe der beobachteten Spannungsdifferenz. Der Versuch wurde nun in folgender Weise wiederholt:

Ein massiver Kohlenstab von ca. 5 mm Stärke und 350 mm Länge, aus möglichst reinem Kohlenstoff hergestellt, wurde zunächst in einem elektrisch erhitzten Kohlenrohr bis auf etwa 1800° C. erwärmt, um etwaige Verunreinigungen auszutreiben. Sodann wurde der Stab in der Mitte in zwei Hälften geschnitten und in einem Gestell derart eingespannt, dass die beiden Schnittflächen durch Schrauben gegeneinander gepresst werden konnten, wobei die beiden Kohlenstäbe sonst von dem Gestell isoliert blieben. Die Aussenenden der Stäbe wurden mit einem Millivoltmeter von 160 Ohms innerem Widerstande verbunden. Nunmehr wurden die leicht gegeneinander gepressten Stabenden mittels einer Gebläseflamme auf höchste Weissglut gebracht, wobei die Stabenden von der Luft umspült werden konnten. Das Galvanometer zeigte einen stetig ansteigenden Ausschlag, der aber bei der höchsten, mit der Flamme zu erreichenden Temperatur nur 5,5 Millivolt betrug.

Es wurde nunmehr in einem Porzellantiegel ca. 50 g Chlorcalcium mittels der Gebläseflamme erhitzt und die vorhin erwähnten Kohlenstäbe in den Tiegel eingehängt. Sobald das Salz zu schmelzen anfing, zeigte das Galvanometer einen Ausschlag, der bald nach rechts,

bald nach links gerichtet war. Dieses zeigte, dass anfangs beide Elektroden in Aktion getreten waren, wobei bald die eine, bald die andere vorwiegend angegriffen wurde. Dieses Hin- und Herschwanken fand übrigens jedesmal statt, wenn frische Elektroden eingesetzt wurden, auch dann, wenn die Schmelze schon flüssig war. Nach kurzer Zeit aber trat eine stetige Aktivität der einen Elektrode ein, so dass der Ausschlag stetig nach der einen Seite hin stattfand. Die Potentialdifferenz stieg mit zunehmender Temperatur bis zu einem gewissen Punkt; nachdem dieser überschritten war, ging die Spannung wieder herunter. Dieser Punkt lag bei Chlorcalcium bei etwa 650° C. und betrug die Potentialdifferenz dabei ca. 0,15 Volt. Die Polarisation war aber so gross, dass, wenn ein Instrument mit nur 10 Ohm Widerstand zur Messung verwendet wurde, die Spannung sofort herunterging, gleichgültig, ob ein grösseres oder kleineres Stück von den Elektroden in die Schmelze tauchte.

Es war völlig gleichgültig, ob die Elektroden während des Versuches von der atmosphärischen Luft geschützt waren oder nicht, der Ausschlag des Galvanometers wurde dadurch nicht verändert.

Die hier erwähnte Erscheinung zeigte sich nicht nur bei Verwendung von Chlorcalcium als Elektrolyt, sondern auch bei Calciumnitrat, obgleich etwas schwächer. Man könnte annehmen, dass die Höhe der Schmelztemperatur der angewendeten Salze massgebend sein könne für die erhaltene Potentialdifferenz; dies ist aber nicht der Fall, denn wenn das Elektrolyt aus geschmolzenem Bleichlorid bestand, so wurde eine Spannung von 0,35 Volt beobachtet, trotzdem die Temperatur nur etwa 360° C. betrug. Ebenso gab eine Mischung von Kalium- und Natriumbicarbonat einen Ausschlag von ca. 0,04 Volt.

Die Verteilung der Temperatur scheint eine wichtige Rolle zu spielen, denn die Höhe der Spannungsdifferenz variierte beträchtlich, wenn der Tiegel einseitig erwärmt wurde, doch ergab sich die eigenartige Thatsache, dass die Aktivität am grössten an derjenigen Elektrode war, wo die niedrigere Temperatur herrschte. Wurde abwechselnd die eine oder die andere Seite erhitzt, so kehrte die Stromrichtung manchmal um, jedoch war dies nicht regelmässig der Fall.

Es würde jetzt verfrüht sein, hier eine Erklärung aufstellen zu wollen über die Ursachen dieser Erscheinungen, dazu sind zum mindesten eingehendere Versuche notwendig; es liegt aber die Vermutung nahe, dass beim Erhitzen von z. B. Chlorcalcium, in welchem die beiden Kohlenstäbe eingetaucht sind, eine chemische Reaktion stattfindet derart, dass die Kohle sich mit dem Chlor verbindet, wie bereits bekannt. Durch Verschiedenheit der Temperatur wird dann die eine Elektrode befähigt, mehr Chlorionen aufzunehmen als die andere, und würde hierdurch die Ursache der Potentialdifferenz zu erklären sein. Hierfür spricht auch der Umstand, dass beide Elektroden angegriffen waren, die eine jedoch in höherem Grade als die andere.

Diese Versuche wurden im wissenschaftlichen Laboratorium der General Electric Co., Schenectady, angestellt.

Schenectady, den 2. April 1903.

(Eingegangen 12. Juni 1903.)

---

## Über die Radioaktivität der Metalle im allgemeinen.

Von J. C. Mc. Lennan und E. F. Burton.[1])

### Einleitung.

In einer früheren Arbeit der Verfasser[2]) über die Leitfähigkeit einer gewöhnlichen Luftmasse, die innerhalb eines grossen Metallbehälters eingeschlossen war, wurde dargethan, dass ungefähr 37 Proz. der Leitfähigkeit von einer ausserordentlich durchdringenden Strahlung herrührte, welche auf ihrem Wege durch die Zimmerluft durch die Wände des Behälters hindurchging. Es wurde gleichfalls gezeigt, dass die Leitfähigkeit frischer atmosphärischer Luft, die in einen Metallcylinder eingeschlossen wurde, schnell auf einen Minimalwert sank, worauf allmähliche Zunahme eintrat und einige Stunden später ein Gleichgewichtszustand erreicht wurde.

In Anbetracht des bekannten Schwindens des die induzierte Radioaktivität erzeugenden Bestandteiles der atmosphärischen Luft, wurde die Abnahme der ursprünglichen Radioaktivität auf Rechnung von dessen Vorhandensein im Cylinder gesetzt und ebenso die spätere Zunahme einer Emanation ähnlicher Art zugeschrieben, welche von den Wänden des Behälters abgegeben würde; der konstante Endzustand würde dann einer Gleichgewichtsbedingung entsprechen, derart, dass das Schwinden dieser Emanation mit derselben Geschwindigkeit vor sich ginge wie ihre Neubildung.

Es wurde auch darauf hingewiesen, dass der so erreichte Grenzwert der Leitfähigkeit je nach den die Wände des Behälters bildenden Metallen variierte. Von Versuchen mit Blei, Zinn und Zink war die Leitfähigkeit am höchsten bei Blei und am niedrigsten bei Zink. In An-

1) Vorgetragen vor der Royal Society of Canada, am 18. Mai 1903.

2) Phys. Review, 16, No. 3, 184, 1903.

betracht dieser Ergebnisse und wegen des bekannten komplexen Charakters der von so stark radioaktiven Substanzen wie Radium und Thorium ausgehenden Strahlung wurde eine Reihe von Versuchen angestellt, um die Radioaktivität gewöhnlicher Metalle noch weiter zu untersuchen.

Als Ergebnis dieser Versuche finden wir, dass, wenn ein Cylinder aus irgend welchem Metalle innerhalb eines anderen aus gleichem Material eingeschlossen wird, der von ihm isoliert und von Luft oder anderen Gasen umgeben ist, er allmählich eine negative Ladung annimmt und nach kurzer Zeit einen Gleichgewichtszustand bei einem bestimmten, unterhalb des Potentials des äusseren Cylinders belegenen Potentialwerte erreicht.

Soweit weisen die angestellten Versuche darauf hin, dass die von dem Cylinder angenommene negative Ladung von einem Vorgang herrührt, bei dem ein Überschuss positiv geladener Teilchen von seiner Oberfläche fortgestossen wird. Dieser Vorgang ist wahrscheinlich mit der von Rutherford[1]) und anderen bei den hoch radioaktiven Substanzen Radium, Thorium und Uran beobachteten $\alpha$-Strahlung identisch, und die Verfasser sind augenblicklich mit Versuchen beschäftigt, um ihre Beziehung zu der von Guthrie[2]) beobachteten und von Elster und Geitel[3]), J. J. Thomson[4]), Richardson[5]), Strutt[6]) und anderen weiter untersuchten Erscheinung festzustellen, dass ein Metall, z. B. Platin, das auf mässige Rotglut erhitzt wird, einen dicht unterhalb angebrachten, negativ geladenen Körper entlädt, jedoch nicht einen positiv geladenen.

### Versuche. — Metalleffekt.

Bei diesen Versuchen wurden Cylinder aus Aluminium, Zink, Blei, Zinn und Kupfer benutzt; die äusseren massen 120 cm in der Länge und 24 cm im Durchmesser und die inneren 110 cm in der Länge und 19 cm im Durchmesser. Die Messungen wurden mit einem Quadrantelektrometer vorgenommen, dessen Empfindlichkeit so bedeutend war, dass man für ein Potential von 1 Volt eine Ablenkung von 1,000 mm auf einem einen Meter von der Nadel entfernten Massstabe erhielt.

Der Apparat ist mit seinen Verbindungen in Fig. 1 dargestellt, woselbst $A$ und $B$ die Cylinder aus dem zu untersuchenden Metall bedeuten. Der vom Innencylinder nach dem Elektrometer führende Draht bestand aus Messing

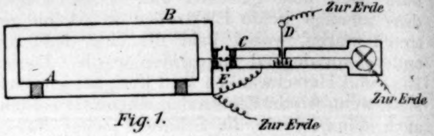



Fig. 1.

und war von einer Röhre aus demselben Metall umgeben, um Induktionswirkungen abzuhalten. Diese Röhre wurde, ebenso wie der äussere Cylinder $B$ und der Metallschirm, der das Elektrometer bedeckte, während der Versuche mit der Erde in Verbindung erhalten. Der Innencylinder und die freien Quadranten waren vermittels des Messingstabes $D$ mit der Erde verbunden; derselbe trug eine Platinspitze und war in Kontakt mit einer kleinen Platinplatte, die, wie aus der Figur zu ersehen ist, am Verbindungsdraht befestigt war. Die Röhre war mit einer kleinen Öffnung versehen, die so eingerichtet war, dass Wegnahme des Stabes $D$ die Kapazität des Systems nicht beeinflusste. Paraffinzapfen und -untersätze sorgten für Isolation des Apparates.

Beim Anstellen einer Messung wurde der Verbindungsstab $D$ entfernt und der Apparat sich selbst überlassen. Der innere Cylinder $B$ und die freien Quadranten nahmen dann langsam eine negative Ladung an, welche schliesslich einen Grenzwert erreichte. Der Wert variierte je nach dem Metall, das zur Konstruktion der Cylinder $A$ und $B$ benutzt wurde, war jedoch für Proben eines und desselben Metalles, die von verschiedenen Quellen herstammten, konstant. Er war auch derselbe, gleichviel, ob die Elektrometernadel positiv oder negativ geladen war. Bei Blei, Zinn und Kupfer wurde der Grenzwert in etwa einer Stunde erreicht, während bei Aluminium und Zink vier bis fünf Stunden vergehen mussten.

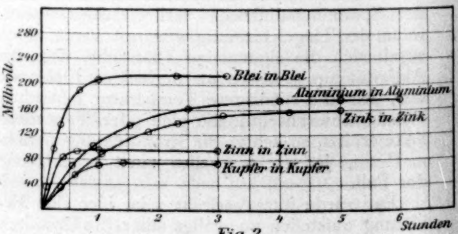



Fig. 2.

Die Ablesungen für Cylinder aus diesen Metallen bei Zimmertemperatur sind in Fig. 2 eingetragen; die gezeichneten Kurven haben als Abszissen die in Stunden ausgedrückten Zeiten,

1) Phil. Mag. Febr. 1903, S. 177.
2) Phil. Mag. [4], **46**, 257, 1873.
3) Wied. Ann., **38**, 27, 1889.
4) Phil. Mag., **44**, 203, 1897.
5) Proc. Camb. Phil. Soc., 11, 286.
6) Phil. Mag., **4**, Sechste Folge, 98, 1902.

während die Ordinaten die vom Innencylinder erreichten negativen Potentiale in Millivolt angeben. Die Grenzwerte für die einzelnen Metalle sind folgende:

| | Millivolt |
|---|---|
| Aluminium . . . | 178 |
| Zink . . . . . | 160 |
| Blei . . . . . . | 216 |
| Zinn . . . . . | 95 |
| Kupfer . . . . | 73 |

Beim Experimentieren mit Bleicylindern wurde der Luftdruck in $B$ von 750 mm auf 20 mm Quecksilber reduziert und ein geringer Abfall des Grenzpotentials (etwa drei bis vier Prozent) beobachtet.

Auch mit verschiedenen Gasen, die bei Atmosphärendruck in den Zwischenraum der Cylinder eingefüllt wurden, fanden Messungen statt; das Ergebnis war, dass das Grenzpotential mit der Dichte des benutzten Gases ein wenig zunahm. Eine mit Wasserstoff, Luft, Sauerstoff und Kohlensäure ausgeführte Beobachtungsreihe gab folgende Resultate:

| | Millivolt |
|---|---|
| Wasserstoff . . . | 205 |
| Luft . . . . . | 216 |
| Sauerstoff . . . | 220 |
| Kohlensäure . . | 233 |

Andere Versuche wurden wieder mit Blei in der Art angestellt, dass man den Durchmesser des Innencylinders variierte. Bei bezw. 19, 13 und 4 cm im Durchmesser haltenden Cylindern wurde kein Unterschied im Grenzpotential beobachtet; nur nahm bei Verwendung von Cylindern kleineren Durchmessers die zum Erreichen des Grenzwertes erforderliche Zeit langsam zu.

Die Versuche wurden auch in der Weise abgeändert, dass man die Bleicylinder in einen mit Wasser gefüllten Behälter setzte; die umgebende Wasserschicht hatte eine Dicke von 13 cm. Unter diesen Bedingungen wurde keine Veränderung des Grenzpotentials wahrgenommen.

Es wurde auch beobachtet, dass dieser Metalleffekt hervorgerufen wurde, wenn Röntgen- oder Becquerelstrahlen durch die Cylinder hindurchgingen. Bei diesen Strahlungen wurden jedoch die negativen Grenzpotentiale im Verlauf von wenigen Sekunden erreicht; sie wichen nur wenig von den bei den einzelnen Metallen unter gewöhnlichen Bedingungen erhaltenen ab.

Eine kleine Menge Radiumchlorid von der Aktivität 1000 wurde in eine Glasflasche eingeschlossen und als Quelle von Becquerelstrahlen benützt; dieselbe wurde während des Versuches auf einen dicht an der Aussenseite des Cylinders $A$ angebrachten Untersatz gesetzt. Dieselbe Wirkung wurde auch mit einer in der Nähe des Cylinders angebrachten Uranoxydmenge hervorgebracht; nur war eine weit längere Zeit zur Erreichung des Gleichgewichtszustandes erforderlich als beim Radium.

Im folgenden sind die unter den verschiedenen Bedingungen erzielten negativen Grenzpotentiale aufgeführt:

| Metall | Negatives Potential in Millivolt<br>Natürliche Strahlung | Röntgenstrahlen | Becquerelstrahlen |
|---|---|---|---|
| Aluminium . . | 179 | 179 | 179 |
| Zink . . . . | 160 | 176 | 180 |
| Blei . . . . . | 216 | 175 | 201 |
| Zinn . . . . | 95 | 98 | 100 |
| Kupfer . . . . | 73 | 72 | 69 |

## Voltaeffekt.

Augenscheinlich gab bei Cylindern verschiedenen Metalles die in Fig. 1 angegebene Anordnung ein Mittel an die Hand, um den Voltaeffekt zu zeigen und einem Maasse für die Berührungspotentialdifferenzen für eine Reihe von Metallen näher zu kommen.

Wenn der Stab $D$ eingesetzt war, so bestand zwischen den Cylindern $A$ und $B$ eine Potentialdifferenz. Wenn man ihn wegnahm, so erfolgte ein allmählicher Ausgleich dieser Potentiale, mit dem Resultate, dass der Verbindungsdraht und die freien Quadranten eine Ladung erhielten. Die Folge hiervon war wieder, dass ein Strom nach dem umgebenden Rohre $C$ hin entstand und dass schliesslich die freien Quadranten ein konstantes Potential annahmen; der Strom zwischen den Cylindern war dann gleich dem zwischen dem Verbindungsdraht und dem umgebenden Rohre. Das unter diesen Umständen von den freien Quadranten angenommene Potential kam zwar der Berührungspotentialdifferenz für die in beiden Cylindern benutzten Metalle nahe, war aber stets kleiner als diese.

Die auf diese Weise für irgendwelche gegebenen zwei Metalle erhaltenen Werte müssten, vom Vorzeichen abgesehen, dieselben sein, gleichviel, ob das eine oder andere Metall für den Innen- und Aussencylinder verwandt wird.

Bei Versuchen mit einer Anzahl von Metallpaaren fanden wir jedoch stets, dass die Ablesungen differierten, wenn die Cylindermetalle ausgetauscht wurden. Dies wird durch die Kurven von Fig. 3 veranschaulicht, welche die Ergebnisse für die Metalle Zink und Kupfer angiebt; die obere Kurve stellt die negativen Potentiale dar, welche die Quadranten dann annehmen, wenn der innere Cylinder aus Zink besteht; die unteren Kurven entsprechen den positiven Potentialen, wenn derselbe aus Kupfer ist. Die Endpotentiale sind, wie man erkennt, bezw. 527 und 304 Millivolt.

Dieses Resultat findet seine Erklärung in dem oben beschriebenen Metalleffekt. Wir haben gezeigt, dass bei Zinkcylindern der

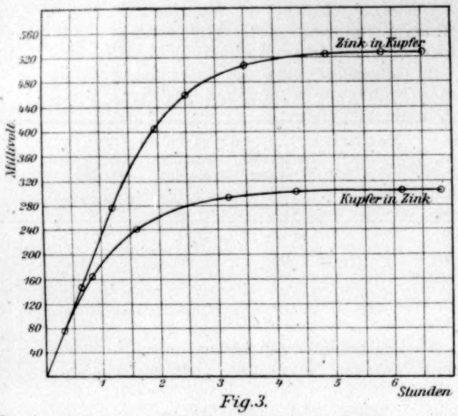



Fig. 3.

innere, in Anbetracht dieses Effekts, ein Potential von 160 Millivolt unterhalb des Aussenpotentials erreicht, während bei Kupfer der entsprechende Wert 73 Millivolt ausmacht. Wenn wir dann annehmen, dass die beiden „Effekte" gemeinsam wirken, so müssen die schliesslichen Ablesungen bei Zink- und Kupfercylindern ihre algebraische Summe darstellen. Wenn man den Metalleffekt bei Zink mit $x$ und den bei Kupfer mit $y$ bezeichnet und $V$ den Voltaeffekt für die beiden Metalle ausdrückt, so haben wir

| | Grenzpotential (Millivolt) |
|---|---|
| $V + x$ . . . . . . . | = 527 |
| $V - y$ . . . . . . . | = 304 |
| $x$ . . . . . . | = 160 |
| $y$ . . . . . . . | = 73, |

woraus wir die Werte 367 und 377 Millivolt für die Berührungspotentialdifferenz der Metalle

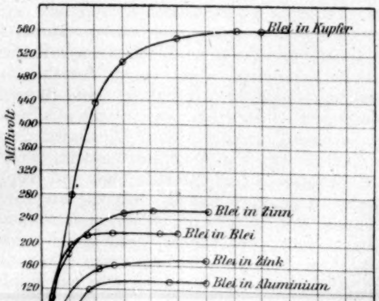



Fig. 4.

Zink und Kupfer erhalten, eine Übereinstimmung, die zur Bekräftigung unserer Annahme ausreicht.

Ähnliche Messungen sind mit allen Kombinationen der Metalle Aluminium, Zink, Blei, Zinn und Kupfer, genommen zu je zweien, angestellt worden, und zwar mit gleichförmig genauen Resultaten; die auf diesem Wege erhaltenen Voltaeffekte waren in jedem Falle entsprechend kleiner als die allgemein angenommenen Werte.

Als weitere Veranschaulichung dieser Messungen sind in Fig. 4 die Kurven gezeichnet, welche die mit einem Innencylinder aus Blei und einem Aussencylinder aus je einem von den Metallen erhaltenen Ergebnisse darstellen. Wenn man die Grenzpotentiale derselben mit dem Metalleffekt für Blei, nämlich 216 Millivolt, kombiniert, so nehmen die Potentialdifferenzen für die einzelnen Metallpaare folgende Werte an:

| | Potentialdifferenz (Millivolt) |
|---|---|
| Aluminium | |
| Zink . . . . . . . . | 35 |
| Blei . . . . . . . . | 45 |
| Zinn . . . . . . . . | 37 |
| Kupfer . . . . . . . . | 306 |

Diese Werte liegen beträchtlich unterhalb der allgemein angenommenen.

## Schlussfolgerungen.

Das Gas zwischen zwei Cylindern enthält stets eine Anzahl von Ionen, und in Anbetracht der schnelleren Diffusion der negativen Ionen ist es möglich, dass ein Überschuss an solchen in gegebener Zeit auf den Innencylinder auftrifft und diesem eine negative Ladung erteilt. Das schliessliche Potential müsste nach dieser Hypothese jedoch für alle Metalle gleich sein.

Ferner ist es auch möglich, dass die in gewöhnlicher Luft vorhandene, sehr durchdringende Strahlung aus negativ geladener Materie besteht, und dass die vom Innencylinder angenommene negative Ladung die von demselben aufgefangene Menge dieser Strahlung darstellt. Aber die bei Aluminium erhaltenen hohen Werte, sowie die mit Röntgenstrahlen erzielten Resultate sprechen gegen diese Schlussfolgerung.

Es scheint vielmehr, als ob an der Oberfläche des Metalles ein Prozess vor sich ginge, durch den ein Überschuss positiv geladener Teilchen fortwährend ausgesandt würde; der konstante Endzustand würde dann einer Gleichgewichtsbedingung entsprechen, derart, dass der Strom zwischen den Cylindern der Ausströmungsgeschwindigkeit der positiven Ladungen gleichkäme.

Universität Toronto.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 1. Juli 1903.)

## Über einige durch positive Ionen hervorgebrachte Wirkungen.

Von John S. Townsend.

In einigen früheren Arbeiten von Kirkby und mir (Phil. Mag. 1901 und 1902) wurden Erscheinungen studiert, welche mit der Erzeugung von Ionen durch die Bewegung von negativen Ionen in einem Gase in Zusammenhang standen. Vor kurzem habe ich diese Theorie erweitert und eine allenfalls vorhandene Wirkung der positiven Ionen gleichfalls berücksichtigt. Aus Versuchen, welche ich nach dieser Richtung nun angestellt habe, lässt sich in der That folgern, dass auch die in einem Gase erzeugten positiven Ionen beim Zusammenstoss mit Molekülen zur Bildung von weiteren Anlass geben können, ohne dass die elektrische Kraft gross genug zu sein braucht, um eine Entladung zu stande zu bringen.

Die experimentelle Prüfung geschah in folgender Weise: es mögen $n_0$ negative Ionen von der Oberfläche einer Platte sich loslösen und unter Einfluss einer elektrischen Kraft $X$ durch ein Gas zu einer zweiten der ersten parallelen Platte wandern; es wird dann die Zahl $n$ der an der zweiten Platte anlangenden Ionen von dem Abstande $a$ der beiden Platten, dem Gasdrucke $p$ und der elektrischen Kraft $X$ abhängen. Wenn $X$ und $p$ konstant bleiben, ändert sich $n$ mit dem Abstande $a$ nach dem Gesetze:

$$1) \qquad n = n_0 \cdot e^{a \cdot \alpha}$$

solange $a$ und $X$ innerhalb gewisser Grenzen bleiben. $\alpha$ bedeutet dabei die Zahl der Ionen, welche ein negatives Ion neu erzeugt, während es im Gasraum 1 cm Weg zurücklegt. Die Werte von $\alpha$ für verschiedene Drucke und Feldstärken sind in meiner im Juniheft des Phil. Mag. 1902 veröffentlichten Arbeit angegeben.

Für grosse Werte von $a$ und $X/p$ werden die Werte $n$ grösser als sie nach der angegebenen Formel werden sollten. Stand z. B. Luft von 1 mm Druck unter Einfluss einer konstanten elektrischen Kraft von 350 Volt pro Centimeter, so ergab sich $\alpha = 5{,}25$; die „Erregerionen" $n_0$ waren dabei durch Bestrahlung der negativen Elektrode mit ultraviolettem Licht frei gemacht. Der elektrische Strom, welcher das Gas durchsetzte, verschwand unmittelbar nach Abblendung des Lichtes, solange der Abstand zwischen den Platten kleiner als 11 mm war.

Für die experimentell gefundenen Zahlen lässt sich vollständig Rechenschaft ablegen, wenn wir annehmen, dass auch positive Ionen, welche in dem Gase entstehen, bei der Erzeugung von neuen Ionen eine Rolle spielen. Verlassen $n_0$ negative Ionen die negative Elektrode $A$ und bewegen sich dieselben zur positiven Platte $B$, so erzeugen sie $n_0 \cdot \left(e^{a \cdot \alpha} - 1\right)$ positive und negative Ionen in dem Gase. Von den positiven Ionen möge nun ein jedes pro Centimeter seines Weges gegen $A$ hin im Gase $\beta$ neue Ionen erzeugen, die sich von den durch die negativen hervorgebrachten in nichts unterscheiden sollen; so wird, solange $\beta$ klein ist, eine endliche Anzahl von Ionen entstehen und alle negativen Ionen werden innerhalb eines kleinen Bruchteiles einer Sekunde die Platte $B$ erreichen, nachdem sie durch die Erregerionen losgelöst wurden. Für diesen Fall wird, wie sich leicht zeigen lässt, die Gesamtzahl $n$ der die positive Platte erreichenden Ionen durch die Gleichung gegeben:

$$2) \qquad n = n_0 \cdot \frac{(\alpha - \beta)\, e^{(\alpha - \beta)\, a}}{\alpha - \beta \cdot e^{(\alpha - \beta) \cdot a}}.$$

Setzt man $n_0 = 1$, $\alpha = 5{,}25$ und $\beta = 0{,}0141$, so erhält man die Zahlen der dritten Horizontalreihe der obigen Tabelle und also eine vorzügliche Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Dieselbe Übereinstimmung lieferte eine Reihe von weiteren Beobachtungen, bei welchen Gasdruck und Feldstärke variiert wurden. Aus diesen Beobachtungen liess sich ableiten, dass $\beta$, $X$ und $p$ durch die Formel verknüpft sind:

$$\frac{\beta}{p} = \Phi\left(\frac{X}{p}\right)$$

wie es nach der Theorie der Fall sein muss; und ferner, dass die Verhältnisse $n/n_0$ für verschiedene Abstände der Platten vom Absolutwerte von $n_0$ unabhängig sind, wenn $n_0$ bis auf den 20 fachen Betrag des ursprünglichen Wertes gesteigert wurde.

Von den Anwendungen der Theorie seien einige interessante Folgerungen aus derselben angeführt: die Zahl $n$ wird im allgemeinen[1]) unendlich gross, wenn

1) In dem speziellen Fall, dass $\alpha = \beta$, wird $n$ unendlich gross, wenn $\beta \cdot a = 1$.

| $a$, Abstand der Platten in Millimetern | 0 | 2 | 4 | 6 | 8 | 10 | 11 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $n = n_0 \cdot e^{a \cdot \alpha}$, wobei $n_0 = 1$ gesetzt ist | 1 | 2,86 | 8,17 | 23,4 | 66,5 | 190 | 322 |
| $n$ beobachtet . . . . . . . . . . . | — | 2,86 | 8,27 | 24,2 | 81 | 373 | 2250 |
| $n = n_0 \cdot \frac{(\alpha - \beta)\, e^{(\alpha - \beta) \cdot a}}{\alpha - \beta\, e^{(\alpha - \beta) \cdot a}}$ . . . . | — | 2,87 | 8,3 | 24,6 | 80 | 380 | 2150 |

3) $\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta) a} = 0$.

Ist nun die Feldstärke $X$ und der Gasdruck $p$ gegeben, so können $\alpha$ und $\beta$, wie in der früheren Arbeit angegeben, gefunden und daraus $a$, der Abstand der Platten gerechnet werden;

$$a = \frac{\log nat\ \alpha - \log nat\ \beta}{\alpha - \beta}$$

würde demnach die Minimaldistanz darstellen, für welche eine kontinuierliche Entladung eintreten kann, die auch dann noch bestehen bleibt, wenn die Erzeugung von Erregerionen unterbrochen wird. Ich habe bei verschiedenen Drucken und mit verschiedenen Feldstärken Funkenlängen gemessen und in keinem Falle mehr als 2 Proz. Abweichung von der angegebenen Formel gefunden. So wurde z. B. in dem angeführten Versuche, in welchem eine konstante Kraft von 350 Volt pro Centimeter wirkte, eine Entladung zu stande gebracht, bei welcher das Gas zwischen den beiden Platten violett leuchtete, wenn der Abstand der Platten 11,6 mm betrug, während bei 11,5 mm noch kein kontinuierlicher Strom zu beobachten war; die Rechnung ergab für den Fall:

$$a = \frac{\log 5{,}25 - \log 0{,}0141}{8{,}25 - 0{,}0141} = 11{,}5$$

als Minimaldistanz für eine kontinuierliche Entladung.

Benützt man die Beziehungen

$$\alpha = p \cdot f\left(\frac{X}{p}\right) \text{ und } \beta = p \cdot \Phi\left(\frac{X}{p}\right),$$

so kann die Bestimmungsgleichung (3) für die minimale Funkenlänge auch geschrieben werden:

4) $$a = \frac{\log\left(\frac{\alpha}{\beta}\right)}{\alpha - \beta}$$

$$a \cdot p \cdot \left[f\left(\frac{X}{p}\right) - \Phi\left(\frac{X}{p}\right)\right] = \log \frac{f\left(\frac{X}{p}\right)}{\Phi\left(\frac{X}{p}\right)}$$

oder

$$a \cdot p \cdot \left[f\left(\frac{V}{a \cdot p}\right) - \Phi\left(\frac{V}{a\, p}\right)\right] = \log \frac{f\left(\frac{V}{a \cdot p}\right)}{\Phi\left(\frac{V}{a \cdot p}\right)},$$

wo $V$ die Potentialdifferenz zwischen den Platten bedeutet. Man ersieht hieraus, dass das Minimalpotential für eine Entladung zwischen parallelen Platten nur von dem Produkt $a \cdot p$, d. h. von der Quantität des zwischen den Platten befindlichen Gases abhängt, ein Resultat, welches schon De la Rue und Müller im Jahre 1879 experimentell gefunden haben (Phil. Trans. **171**, 65).

Andererseits zeigt die Formel, dass es bei niedrigem Drucke und geringem Abstand der Elektroden trotz Anwendung hoher E. M. K. unmöglich ist, einen Strom durch das Gas zu schicken. Das ist so lange unmöglich, als der Koeffizient von $n_0$ in der Formel (2) endlich bleibt, wenn $\alpha$ und $\beta$ ihre Maximalwerte angenommen haben. Der Maximalwert von $\alpha$ ist $15p$, wenn $p$ in Millimetern *Hg* ausgedrückt ist. Den Maximalwert von $\beta$ habe ich noch nicht experimentell bestimmt; nehmen wir ihn $= 60p$ an, so ist die Bedingung für einen schwachen Strom:

$$\alpha > \beta \cdot e^{(\alpha - \beta) a}$$

und dies führt zu $a \cdot p < 0{,}03$, wenn man die obige Grenze einsetzt. Wir könnten demnach nur einen schwachen Strom durch das Gas hindurch schicken, solange $a \cdot p < 0{,}03$. Dies würde ein Experiment Hittorfs (Wied. Ann. **21**, 96, 1884) erklären, demzufolge in einem verdünnten Gasraum eine Entladung zu stande kommen kann, wenn der Weg zwischen den Elektroden gross ist, während man in dem Raum zwischen den Elektroden keine Lichterscheinung wahrnehmen kann, solange die Elektroden nahe zusammenliegen.

(Aus dem Englischen übersetzt von K. T. Fischer.)

(Eingegangen 2. Juli 1903.)

## Über das Leuchten verdünnter Gase rings um einen mit einem Induktorpol verbundenen Draht.

Von J. Borgmann.

In meiner vorherigen Mitteilung [1]) gab ich eine Erklärung der von mir beobachteten besonderen Lichterscheinung [2]), welche um einen axial in einem Rohr aufgezogenen Draht entsteht, wenn die Luft bis auf wenige Millimeter Gasdruck evakuiert ist und wenn der Draht an den positiven Induktorpol angeschlossen ist, während beide Induktorpole durch eine Funkenstrecke verbunden sind. Ich halte die in diesem Falle erscheinenden, gleichmässig längst dem Drahte verteilten leuchtenden Scheiben und die bei stärkerem Evakuieren entstehenden, vollständig ausgebildeten, ruhig leuchtenden Linsen für die Stellen, an welchen der Zusammenstoss und die Vereinigung der negativen Gasionen (Elektronen) mit den positiven Gasionen, welche von dem Drahte bei der periodischen Elektrisierung des letzteren abgestossen werden, stattfindet. Es ist klar, dass gemäss solcher Anschauung der Eintritt der Erscheinung der ruhigen, vollständig ausge-

1) Diese Zeitschrift **4**, 401, 1903.
2) Diese Zeitschrift **2**, 659, 1901; **3**, 433, 565, 1902.

bildeten leuchtenden Linsen, sowie die Verteilung der Linsen längst dem Drahte (der Zwischenraum zwischen den Linsen) von den Dimensionen des Rohres (hauptsächlich vom Durchmesser), sowie von der Natur des Gases im Rohre, d. h. von der Geschwindigkeit und freien Weglänge der Gasatome, der Träger der positiven Elektrizität, abhängt. Bei einem bestimmten Gase muss das Entstehen der Schichten sowie der Übergang der Schichten in Linsen, in Röhren verschiedener Grössen bei verschiedenem Gasdruck eintreten. In einem bestimmten Rohr, bei bestimmtem Gasdruck muss die Erscheinung in verschiedenen Gasen verschieden sein. Man kann erwarten, dass bei gleichem Gasdruck der Zwischenraum zwischen den Scheiben in Wasserstoff grösser und in Kohlensäure kleiner sein wird als in Luft. Die von mir bei sehr grossem Beistand H. Afanasieffs unternommene experimentelle Prüfung hat diese Voraussetzung vollkommen bestätigt.

Zu meinen Versuchen dienten fünf Röhren. Die Dimensionen dieser Röhren waren:

| | | | |
|---|---|---|---|
| Rohr *N* 1 | Länge 114 cm | äuss. Diameter | = 6,3 cm |
| „ *N* 2 | „ 51,5 | „ „ | 5,7 „ |
| „ *N* 3 | „ 75 | „ „ | 4,2 „ |
| „ *N* 4 | „ 98 | „ „ | 3,3 „ |
| „ *N* 5 | „ 50 | „ „ | 3 „ |

Die Röhren 2, 3, 4, 5 waren parallel zu einander mit dem Manometer und der Pumpe „Geryk" verbunden. Das Rohr *N* 1 diente zu einer besonderen Versuchsreihe. Die Gase, welche zur Füllung dienten, wurden sorgfältig getrocknet. Zur Bestimmung der Entfernung zwischen den Scheiben und Linsen wurden auf das Rohr in einem Abstand von 20 cm dünne Papierstreifen aufgeklebt. $n$ in den Tabellen bedeuten die Zahl der Scheiben oder der Linsen zwischen zwei solchen Papierstreifen.

Von der ziemlich grossen Zahl der von mir ausgeführten Beobachtungen, welche vollständig übereinstimmen, erlaube ich mir nur eine kleine Anzahl anzuführen. (Tabelle I.)

NB. Stabile Linsen bilden sich früher und sicherer in verhältnismässig breiten Röhren.

Rohr *N* 2 Tabelle II.

| Gasdruck in mm | Wasserstoff | Luft | Kohlensäure |
|---|---|---|---|
| 51 | hell leuchtende Linsen $n = 8$ | Unruhige Scheib. $n = 30$ (circa) | Unruhige Scheib. |
| 28,5 | Linsen $n = 6$ | Linsen $n = 7$ | Unruhige Scheib. |
| 12 | Linsen $n = 3,5$ | Linsen $n = 4,5$ | Unruhige Linsen |
| 8 | Dicke Linsen $n = 3$ | Linsen $n = 4$ | Nicht ganz ruhige Lins. $n = 6$ (circa) |
| 4 | Sehr dicke Linsen $n = 2,5$ | Dicke Lins. $n = 3$ | Linsen $n = 4,5$ |

Die Färbung der leuchtenden Scheiben und Linsen in Wasserstoff, Luft und Kohlensäure ist sehr verschieden: intensiv weiss in Wasserstoff, violett in Luft und schwach grünlich in Kohlensäure. Es ist sehr interessant, dass bei lange andauerndem Leuchten der Luft die Nuance der Färbung sich merklich ändert. Die Färbung wird weisslich und das Leuchten scheint trübe. Diese Beobachtung macht man fortwährend. Um wieder reines violettes Leuchten zu erhalten, muss man das Rohr mit frischer trockener Luft spülen. Es ist sehr wahrscheinlich, dass die Änderung der

Tabelle I. Trockene Luft.

| Gasdruck in mm | *N* 1 | *N* 2 | *N* 3 | *N* 4 | *N* 5 |
|---|---|---|---|---|---|
| 210 | Eine sehr grosse Anzahl leuchtender Sektoren | Desgleichen | Desgleichen | Desgleichen | Desgleichen |
| 150 | Die Sektoren rücken auseinander | Desgleichen | Desgleichen | Desgleichen | Desgleichen |
| 110 | Sehr dünne Scheiben. $n$ — sehr gross | Grosse Anzahl von Sektoren | Grosse Anzahl von Sektoren | Grosse Anzahl von Sektoren | Es fangen, sich Scheiben zu bilden |
| 82 | Unruhige Scheiben $n$ — gross | Unruhige Scheiben $n$ — sehr gross | Unruhige Scheiben $n$ — sehr gross | Unruhige Scheiben $n$ — circa 30 | Scheib. unruh. im allgem., nur 2 ruh. Scheib. |
| 57 | Unruhige Scheiben $n = 28$ | Unruhige Scheiben $n = 28$ bis 30 | Unruhige Scheiben | Unruhige Scheiben | Einige Scheiben sind ruhig |
| 39 | Stabile ruhige Scheiben $n = 18$ | Unruhige Scheiben $n = 28$ bis 30 | Es bilden sich schon ruhige Scheiben | Linsen fangen an sich zu bilden $n = 12$ | Unruhige Scheiben |
| 28 | Nicht ganz ruhige Linsen $n = 7$ | Ausgebildete Linsen $n = 7$ | Ausgebildete Linsen $n = 8$ | Unruhige Linsen | Unruhige Linsen |
| 20 | Stabile, ruhige Linsen $n = 5$ | Stabile, ruhige Linsen $n = 5$ | Stabile, ruhige Linsen $n = 6$ | Unruhige Linsen | Unruhige Linsen |
| 13 | Stabile, ruhige Linsen $n = 4$ | Stabile, ruhige Linsen $n = 4,5$ | Stabile, ruhige Linsen $n = 5$ | Unruhige Linsen | Es bilden sich schon ruhige Linsen |
| 8 | Stabile, ruhige Linsen $n = 4$ | Stabile, ruhige Linsen $n = 4$ | Stabile, ruhige Linsen $n = 5$ | D. Lins. beweg. sich fortwähr. längst dem Draht | Stabile Linsen $n = 7$ |
| 4 | Die Linsen vereinigen sich und werden verschwommen $n = 4$ (?) | Die Linsen sind sehr dick, wie aus zwei gebildet. $n = 3$. | Die Linsen sind sehr dick, wie doppelt $n = 5$ | Nebeliges Leuchten, mit undeutlichen dicken Linsen | Dicke, wie doppelte, Linsen $n = 4,5$ |
| 2 | Gleichmässig. Leucht. | — | — | — | — |

Färbung eine Folge der Bildung von Verbindungen des Stickstoffs mit dem Sauerstoff in der Luft ist.

In früheren Mitteilungen habe ich schon darauf hingewiesen, dass bei Anschluss des Drahtes an den negativen Induktorpol und bei Gasdrucken von wenigen Zehnern von Millimeter man im Rohre ein fast vollständig gleichmässiges nebeliges Leuchten beobachtet, nur unmittelbar am Drahte beobachtet man eine hellere leuchtende Hülle. Bei hohen Drucken stellt das nebelige Leuchten einen Cylinder mit verhältnismässig kleinem Durchmesser dar. Bei weiterem Evakuieren erweitert sich der Cylinder, um bei wenigen Millimetern Luftdruck das ganze Innere des Rohres einzunehmen. Eine ganz besondere Erscheinung beobachtet man, wenn das Rohr statt mit Luft mit Kohlensäure gefüllt ist. Dann beobachtet man bei einem ganz bestimmten Gasdruck im Rohre ein Leuchten, das die Form glänzender, grünlicher, flüssiger Strahlen hat, die vom Drahte zu der inneren Wandung des Rohres strömen. An der inneren Wandung werden diese Strahlen vom Glase abgeworfen. Sie zerfallen in viele feine Strömungen, die sich schraubenförmig längst der Wandung schlängeln. Es entstehen mehrere solche Strahlen, die ziemlich gleichmässig längst dem Draht verteilt sind; jedoch verändern sie fortwährend ihre Lage. Deshalb ist es mir bis jetzt nicht gelungen, sie zu photographieren. Die höchst lichtempfindlichen photographischen Platten, die ich zu meiner Verfügung hatte, erwiesen sich doch zu wenig empfindlich, um eine Momentaufnahme zu gestatten. Fig. 1 ist eine

Fig. 1.

Autotypie nach einem Teile eines Negativs, der bei einer Exposition von 6 Minuten erhalten wurde. (Rohr Nr. 1; Gasdruck — 36 mm. In diesem Rohre verschwand diese Erscheinung bei 10 mm.) Man sieht auf der Figur nur die Strahlen, die vom Drahte ausgehen und die Stelle des Aufschlagens an die Wandung, wo jeder Strahl eine Art flüssigen Tellers bildet, von wo sich schon die feinen Strömungen ausbreiten, die aber nur unmittelbar zu beobachten sind, da sie sich nicht photographieren lassen. Sehr interessant ist die Erscheinung zwischen zwei Strahlen, wo man das Zusammenfliessen der feinen Strömungen von den beiden Strahlen beobachten kann. Ich halte folgende Erklärung für möglich. Die von dem Drahte fortgeschleuderten Elektronen (negative elektrische Atome) werden von den verhältnismässig schweren Kohlensäuremolekülen umringt und bewegen sich mit den letzteren.

Interessant ist das Leuchten der Kohlensäure bei niedrigen Drucken und bei Verbindung des Drahtes mit dem negativen Induktorpol.

Bei einem Gasdruck von 3—2 mm beobachtet man in Luft und Wasserstoff ein nebeliges Leuchten des ganzen Inneren des Rohres und ausserdem einen cylinderförmigen helleren Nebel um den Draht und auf der Oberfläche des Glases unruhige gelbliche Ringe. Kohlensäure zeigt eine andere Erscheinung. Anstatt des leuchtenden Cylinders, der nur Spuren von regelrecht längst dem Drahte verteilten Verengungen aufweist, entstehen längst dem Drahte leuchtende, ein wenig pulsierende, untereinander verbundene Ovoide. An der Stelle des Zusammentreffens zweier Ovoide beobachtet man dünne leuchtende Hüllen und ihnen gerade gegenüber liegen auf dem Glase die gelblichen Phosphoreszenzringe.

Fig. 2 ist eine Autotypie nach einer Photographie dieser Erscheinung (Exposition 4 Minuten).

Ein sechstes Rohr (*N*6; Länge = 63 cm, Diameter = 3,5 cm) wies die Erscheinung einer Kette von Ovoiden bei einem Drucke der Kohlensäure von 3 mm. (Bei diesem Druck und bei Verbindung des Drahtes mit dem positiven Induktorpol ist schon die letzte Spur der leuchtenden Linsen verschwunden, und das Leuchten ist vollständig gleichmässig.) Bei weiterem Evakuieren vergrössert sich die Länge und der Äquatorialdurchmesser der Ovoide. Bei einem

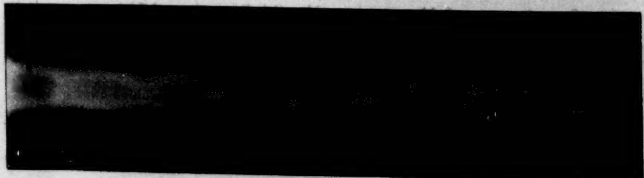


Fig. 2.

Millimeter Druck nehmen die Ovoide fast den ganzen Durchmesser des Rohres ein. Bei noch weiterem Evakuieren verliert die Ovoidenkette allmählich an Deutlichkeit und schliesslich setzt ein schwaches gleichmässiges Leuchten ein. Mit den Ovoiden verschwinden auch die Phosphoreszenzringe auf dem Glase.

In Röhren von grösserem Durchmesser (*N* 1 und *N* 2) kann man wohl dieselbe Erscheinung beobachten, jedoch nicht so deutlich wie in schmäleren Röhren.

St. Petersburg, Universität, Physikalisches Institut.

(Eingegangen 14. Juni 1903.)

## Ein Hysteresis- (und Wirbelstrom-) Motor.

Von L. Kann.

Schon vor 2 Jahren, als ich noch als Assistent an der Bergakademie in Leoben thätig war, fasste ich den Plan: die Hysteresis dadurch zu messen, dass gerade sie zur Lieferung einer motorischen Kraft herangezogen wird; dass also derselbe Vorgang, der sich sonst vermittels der durch ihn bedingten Energieverluste bei Maschinen so unangenehm fühlbar macht, direkt zu einer mechanischen Arbeitsleistung verwendet wird, welche ein Mass für die Grösse dieser Verluste abgeben kann.

Da ich in Leoben keinen Wechselstrom zur Verfügung hatte, musste ich mit der Durchführung der entsprechenden Versuche warten, bis sich mir — erst vor kurzem — an der physikalischen Lehrkanzel der technischen Hochschule in Brünn hierzu Gelegenheit bot.

Meinem Plane lag folgende Idee zu Grunde: Legt man 2 magnetische Felder übereinander, von denen das eine vom magnetisierenden Strome in Luft, das andere — um $90^0$ gegen das erstere gedreht — vom zu untersuchenden, durch diesen Strom magnetisierten Körper (z. B. Eisen) erzeugt wird, — so resultiert ein Feld von einer ganz bestimmten Richtung und Stärke, das wir in rechtwinkeligen Koordinaten folgendermassen festlegen können: Wir tragen die Stärke des magnetisierenden Stromes in Kraftlinien (in Luft) ausgedrückt ihrer Grösse und Richtung nach als Abscisse $OA$ (Fig. 1), die Zahl der Kraftlinien, welche aus dem zu untersuchenden Körper austreten, als Ordinate $OB$, ebenfalls ihrer Richtung entsprechend, auf. Dann giebt der Vektor $OC$ Richtung und Grösse des resultierenden Feldes. Ist nun der magnetisierende Strom ein Wechselstrom, wogt also sein Kraftlinienfluss in der Richtung der X-Achse und der des magnetisierten Körpers in der Richtung der $Y$-Achse hin und her, so beschreibt der Endpunkt $C$ des Feldvektors eine

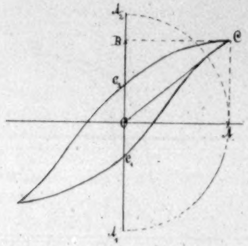


Fig. 1.

der Hysteresisschleife sehr ähnliche, mit ihr leicht in numerische Beziehung zu bringende geschlossene Kurve.

Der Vektor $OC$ definiert also ein regelrechtes 2 poliges Drehfeld, aber von ungleichförmiger Rotationsgeschwindigkeit und stark wechselnder Amplitude. Dieses Drehfeld, welches durch die Hysteresis geschaffen wird, lässt sich nun ganz so wie die durch andere Mittel erhaltenen Drehfelder (des Zwei- oder Dreiphasenstromes z. B.) zum Betrieb eines „Drehstrommotors" verwenden; nur dreht sich bei einem solchen Hysteresismotor nicht, wie bei jenen der Einfachheit der Berechnung wegen angenommen werden kann, ein sinusförmig verteiltes Feld mit gleichmässiger Geschwindigkeit; das Drehfeld desselben rotiert vielmehr, wie schon oben erwähnt wurde, mit ungleichförmiger Geschwindigkeit und dabei stark wechselnder Amplitude. Legen wir die Drehung des gleichmässig rotierenden Wechselstromvektors als Zeitmass zu Grunde, so wird, während derselbe ($OA$, Fig. 1) von $OA_1$ bis $OA$ gelangt ist, also einen Winkel von $90^0$ beschrieben hat, der Hysteresisfeldvektor sich um den weit grösseren Winkel $C_1 OC$ gedreht haben, das Hysteresisfeld also jetzt II zu $OC$ gerichtet und von der Stärke $OC_1$ bis zu der $OC$ gewachsen sein. Während der nächsten Viertelperiode des Wechselstroms ($OA$ bis $OA_2$) hingegen beschreibt der Vektor des Hysteresisfeldes den viel kleineren Winkel $COC_2$ und nimmt hierbei von $OC$ auf $OC_2$, was Feldstärke anbelangt, ab. Ja die Verhältnisse können noch weit komplizierter liegen:

Bei der in Figur 2 gezeichneten Schleifenform hat der Feldvektor die Richtung $OC_1$, wenn der Vektor des Wechselstromes die $OA_1$ hat. Dreht sich nun der letztere bis $OA$, so bekommt das Feld die Richtung $OC$, hat sich also um den Winkel $C_1 OC$ zurückgedreht.

Dennoch lassen sich unter geeignet vereinfachten Annahmen Formeln für das von einem solchen Hysteresisfeld erzeugte Drehmoment auf einen bestimmten Anker aufstellen, in welchen

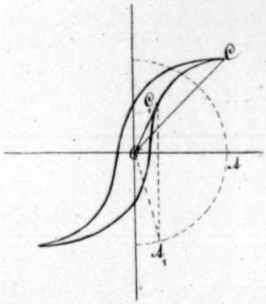


Fig. 2.

die Fläche der Hysteresiskurve als Faktor auftritt.

Die zur ersten Orientierung in Skizzenform ausgeführte experimentelle Verwirklichung dieser Verhältnisse war folgende:

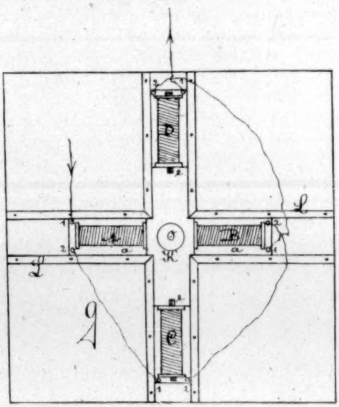


Fig. 3.

Auf einem Brett $G$ (Fig. 3) sind in Kreuzform Führungsleisten $L$ angeordnet, welche zur Führung der auf geeigneten Grundbrettchen $a$ aufmontierten Spulen $A, B, C, D$ dienen. Diese bestehen aus ca. 500 Windungen eines $1\frac{3}{4}$ mm dicken isolierten Kupferdrahtes in 6 Lagen und sind auf Papprohr von 14 mm Durchmesser gewickelt.

In der Mitte $O$ befindet sich eine Spitze, auf welche das Hütchen des kleinen Kurzschlussankers $K$ aufgesetzt wird. Als solcher dient ein leichter, 18 mm hoher und 15 mm im Diameter messender Kupfercylinder, welcher oben mit einem das Lagerhütchen tragenden Deckel versehen ist.

Schickt man nun einen Wechselstrom so durch die Spulen, dass je zwei einander gegenüberliegende, von einem Ende aus gesehen, im selben Sinne durchflossen werden[1]), also zusammen ein in ihrer Längsrichtung gelegenes Feld erzeugen und versieht ein Paar einander gegenüberliegender Spulen (z. B. $C$ und $D$) mit Eisenkernen $e$, so dreht sich der Anker sehr lebhaft. Dabei werden die einen Eisenkern tragenden Spulen etwas weiter von der Mitte $O$ abgerückt als die leeren, damit die von beiden erzeugten Felder in der Mitte, was ihre Maximalstärke betrifft, einander ähnlicher werden.

Hat man Eisenkerne von ziemlich grossem Durchmesser genommen, so tritt eine überraschend starke Rotation auf. Weitere Versuche zeigen jedoch bald, dass nicht die ganze auf Rechnung der Hysteresis zu setzen sei, sondern zum grösseren Teile durch Wirbelströme im Eisenkerne verursacht werde. Nimmt man nämlich statt eines massiven Eisenstabes Bündel aus Eisendraht von immer kleinerem Durchmesser, so lässt die Geschwindigkeit der Rotation rasch nach, bis sie von einer gewissen Dicke abwärts nicht mehr merklich durch weiteres Verdünnen der Drähte beeinflusst wird. Sie bleibt von da ab, wo also höchstwahrscheinlich die Wirbelströme schon ganz belanglos sind und nur mehr die Hysteresis wirkt, bis zu den dünnsten Drähten hinab konstant. Besonders deutlich tritt dies bei dünnen Stahldrähten auf.

Dass bei einer solchen Anordnung die Foucaultströme mit dem magnetisierenden Strom zusammen ebenfalls ein Drehfeld erzeugen, ergiebt sich klar aus der Betrachtung einer Spule mit Eisenkern als Transformator.

Der Eisenkern selbst — als Cylindermantel von verschwindender innerer Öffnung aufgefasst — mit seiner geschlossenen leitenden Masse entspricht einer kurzgeschlossenen Sekundärwicklung von verhältnismässig geringem Widerstand und hoher Selbstinduktion.

Die resultierende Magnetisierung eines solchen Transformators, also der Kraftlinienfluss bleibt hinter dem magnetisierenden primären Strome um einen Winkel $\varphi$ zurück, der bei einem idealen Transformator, bei dem man Streuung etc. vernachlässigen kann, gleich ist

$$\varphi = arc\,tg\left(\frac{2\pi}{T}\cdot\frac{L_s}{R_s}\right)$$

wann $T$ die Zeit einer vollen Periode des Wechselstromes, $L_s$ die Selbstinduktion und $R_s$ den Widerstand des Sekundärkreises bedeutet.

Dies ergiebt sich ohne weiteres aus dem folgenden Diagramm eines allerdings idealen Transformators (Fig. 4):

1) Man verbindet also, wenn die Spulen, von der Seite der Klemmen gesehen, gleich gewickelt sind, — beispielsweise $A_2$ mit $C_1$, $C_2$ mit $B_2$, $B_1$ mit $D_2$, und schliesst die Wechselstromzuleitungen an $A_1$ und $D_1$ an.

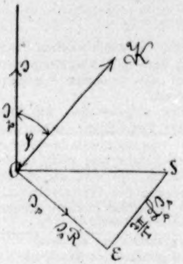


Fig. 4.

Zeichnen wir, ohne nach der Primärspannung zu fragen, den Vektor des Primärstromes $O\mathfrak{J}$. Dann steht $\perp$ zu ihm der Vektor der treibenden Spannung im sekundären Stromkreis $OS$. (NB. Der Tensor desselben ist, wenn $M$ die wechselseitige Induktion des Primär- und Sekundärkreises ist, $OS = \frac{2\pi}{T} M \mathfrak{J}_p$.) Diese Spannung liefert die zur Erhaltung des sekundären Stromes $\mathfrak{J}_s$ notwendige „thatsächliche" Spannnng $OE = \mathfrak{J}_s \cdot R_s$ als auch die zur Überwindung der (zur ebenerwähnten $\perp$ stehenden) gegen elektromotorischen erforderliche $ES = \frac{2\pi}{T} L_s \mathfrak{J}_s$. Die resultierende Magnetisierung $K$ ist ihrer Richtung und Grösse nach gegeben durch die Resultante der primären und sekundären Ampèrewindungen. Doch wollen wir darauf nicht weiter eingehen, denn was wir von diesem Diagramm brauchen, ist die Einsicht: dass der Winkel zwischen primärem Strom und Magnetisiersng

$$\sphericalangle\, \mathfrak{J}OK = arctg \frac{2\pi}{T} \frac{L_s}{R_s};$$ und das ergiebt sich aus dem Diagramm sofort. Denn da, wie schon erwähnt, $OS \perp O\mathfrak{J}$ und die thatsächliche sekundäre Spannung $OE$ senkrecht zur Magnetisierung $OK$ sein muss, so ist

$$\sphericalangle\, \mathfrak{J}OK = \sphericalangle\, SOE = arctg \frac{2\pi}{T} \frac{L_s}{R_s}.$$

Demnach $\sphericalangle\, \varphi = arctg \frac{2\pi}{T} \frac{L_s}{R_s}$.

Derselbe wird natürlich durch Hysteresis noch vergrössert.

Ist also die Selbstinduktion des sekundären Kreises sehr gross und der Widerstand — verhältnismässig — klein, so ist $\sphericalangle\, \varphi$ nicht viel kleiner als $90^0$ und man hat dann bei unserer Anordnung 2 Felder, die fast $\perp$ zu einander stehen, also Verhältnisse, die nicht stark von denen eines 2-Phasenstromfeldes abweichen. — So liegt die Sache bei einem massiven Eisenkern. —

Wächst aber der Widerstand, während etwa die Selbstinduktion gleichzeitig noch dazu abnimmt, so wird der Winkel $\varphi$ immer kleiner. Das Magnetfeld und der primäre Strom kommen immer mehr in Phase. — Das geschieht aber bei einer genügend weitgehenden Unterteilung des Eisenkerns. Dann bleibt nur noch das Hysteresisfeld bestehen.

Ein Beweis für die Richtigkeit, resp. Zulässigkeit obiger Auffassung ist folgendes:

Steckt man über eines der Bündel aus sehr dünnen Drähten, bei welchem die Rotation schon ziemlich langsam vor sich geht, eine Messing- oder Kupferhülse, so gerät der Anker sofort in eine so starke Rotation, wie sie selbst bei einem massiven Eisenkern nicht erreicht wird.

Eine solche Hülse hat eben als Sekundärwicklung verhältnismässig grosse Selbstinduktion und geringen Widerstand, und die resultierende Magnetisierung in den Spulen $C$ und $D$ bleibt um einen beträchtlichen Winkel gegen das mit dem primären Strome in Phase liegende Luftfeld der Spulen $A$ und $B$ zurück. Man erhält also, wie wir ja schon gesehen haben, ein dem Zweiphasendrehfeld ziemlich nahe kommendes.

In dieser Form soll natürlich der Hysteresismotor rein-technische Verwendung vorläufig nicht finden; aber gerade wegen dieser Einfachheit und Übersichtlichkeit gewährt er als Demonstrationsmittel einen klaren Einblick in die Verhältnisse der Hysteresis und der Wirbelströme von einer neuen Seite.

Aber andere wichtige physikalische Fragen können vielleicht mittels dieser Anordnung in Angriff genommen werden: wie z. B. (etwa bei recht hohen Periodenzahlen) die nach dem Vorhandensein von Remanenz und Hysteresis in schwach magnetischen Körpern, welche mit den bisherigen Methoden nicht wohl erledigt werden konnten u. s. w.

Ich gedenke zunächst solche Untersuchungen nach dieser Methode durchzuführen, indem ich zur Erzielung eines günstigeren, geschlosseneren Kraftlinienweges je 2 solcher einander gegenüberliegender Spulen durch eine hufeisenförmige ersetze und in diesem Felde den Ablenkungswinkel eines zwecks Erhöhung der Empfindlichkeit an einem Kokonfaden aufgehängten Silbercylinders beobachte.

Zur Untersuchung von Flüssigkeiten werden die Spulen am besten direkt auf entsprechend gebogene, an den sich einander gegenüberstehenden Enden flach abgeschlossene Glasröhren gewickelt, welche an einer geeigneten Stelle, etwa in der Mitte der Krümmung, mit einem Füllröhrchen versehen sind. Die eine dieser Röhren mag nun evakuiert, die andere mit dem zu untersuchenden Körper (flüssig oder gasförmig) gefüllt werden.

Deutsche Technik Brünn, Mai 1903.

(Eingegangen 27. Mai 1903.)

# REFERATE.

## Elektrotechnik.

Besorgt von Prof. Dr. **H. Th. Simon.**

**Oliver Lodge, Eine neue Form eines sich selbst wiederherstellenden Kohärers.** Proceedings of the Royal Society. LXXI, Nr. 474, S. 402.

Verfasser hat den schon vor einigen Jahren von Lord Rayleigh und R. Appleyard beschriebenen Quecksilberkohärer folgendermassen umkonstruiert: Ein kleines, schnell rotierendes Stahlrädchen mit messerartig geschärftem Rande taucht ein wenig in Quecksilber, über dem sich eine dünne Ölschicht befindet. Verbindet man Rädchen und Quecksilber mit einer schwachen Elektrizitätsquelle, etwa von 0,1 Volt, das Rädchen mit dem positiven, das Quecksilber mit dem negativen Pole, so erhält man einen sehr empfindlichen Kohärer. Eine elektrische Welle stellt den Kontakt zwischen Rädchen und Quecksilber her, der bei der niedrigen elektrischen Spannung sonst durch die Ölschicht vollständig unterbrochen ist und bei der schnellen Rotation des Rädchens auch schnell unterbrochen wird. Der Apparat giebt infolgedessen die Zeichen des Senders sehr scharf und genau wieder; er kann mit einer Schreibvorrichtung oder auch Telephon verbunden werden.

M. Reich.

(Eingegangen 23. Juni 1903.)

## Briefkasten.

Den deutschen Universitäten und Hochschulen ist folgendes Schreiben zugegangen, welches wir zur Kenntnis unserer Leser bringen möchten:

Ministerium des Handels, der Industrie, des Post- und Telegraphenwesens. Republik Frankreich.

Paris, den 15. Juni 1903.

Die französische Verwaltung des Post- und Telegraphenwesens hat beschlossen, dass künftig Ausländer an einem Teil oder der Gesamtheit der an der Ecole professionnelle Supérieure des Postes et des Telegraphes zu Paris (2. Abteilung) abzuhaltenden Kurse teilnehmen können. Um von dieser Vergünstigung Gebrauch zu machen, genügt es, das Zeugnis eines Examens vorzulegen, dessen Bedingungen beiliegen (Erlass vom 18. Febr. 1903), oder sich durch ein Diplom einzuführen, welches von dem Ausführungskomitee für genügend befunden würde.

Ich würde Ihnen sehr dankbar sein, wenn Sie diese Verfügungen denjenigen Ihrer Studierenden mitteilen wollten, die etwa den Wunsch haben, ihre Kenntnisse in der theoretischen Elektrizitätslehre in jener Schule zu ergänzen.

Der Unterricht, den dieselbe bietet, stellt eine sehr nützliche Ergänzung zu den in den Universitäten oder Elektrotechnischen Hochschulen vermittelten Kenntnissen dar. Die Kurse finden alle zwei Jahre statt, die nächsten beginnen am 15. Okt. 1903.

Ich erlaube mir, die ausführlichen Programme der Kurse, die im Jahre 1903 und 1904 vorgetragen werden, beizufügen, ebenso Listen über die speziellen Vorlesungen mit den vortragenden Professoren.

Es wurde alles aufgewendet, um diese Kurse auf dem Stande der neuesten Fortschritte in der Elektrizitätslehre zu erhalten und ihnen eine wahrhaft moderne Fassung zu geben. Ausserdem wird jedes Jahr eine völlig neue Frage der Elektrizitätslehre behandelt. So wird dieses Mal Herr Poincaré (Mitglied der Akademie der Wissenschaften) die Ausbreitung eines Stromes mit variabler Periode längs eines Leiters behandeln.

Ein Ausführungskomitee, darunter die Herren Sarrau und Poincaré (Mitglieder der Akademie der Wissenschaften) überwachen ausserdem die Abänderung des Programms und den Fortgang der Studien, damit fortlaufend das gewünschte Resultat erreicht wird.

Ich gebe mich der angenehmen Hoffnung hin, dass dieses Entgegenkommen der französischen Regierung von dem einen oder anderen Ihrer Studierenden benutzt werden wird. — Es ist überflüssig hinzuzufügen, dass diejenigen von ihnen, die etwa zum Besuch der Ecole professionnelle Supérieure herkommen würden, bei den Lehrern und Studierenden derselben alle Zeit eine durchaus liebenswürdige Aufnahme finden würden.

Gezeichnet: der Direktor.

## Personalien.

**(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)**

Der technische Rat im Patentamt Johann Sahulka wurde zum ord. Professor der Elektrotechnik an der Technischen Hochschule in Wien ernannt.

An der Technischen Hochschule in Berlin habilitierte sich Dr. Koethner für anorganische Chemie, an der Universität Graz der Privatdozent der Technischen Hochschule daselbst Franz Hemmelmayr Edlen v. Augustenfeld für Chemie.

Ernannt wurden der Professor der Mathematik Dr. Hettner zum Rektor der Technischen Hochschule zu Berlin und der Professor der Physik Čeněk Strouhal zum Rektor der Böhmischen Universität zu Prag für die Amtsperiode 1. Juli 1903 bis 1. Juli 1904.

Dem Ersten Chemiker der städtischen Gaswerke in Berlin Heinrich Drehschmidt ist das Prädikat „Professor" beigelegt worden.

Den Professoren Assmann und Berson vom Meteorologischen Institut zu Berlin hat die königliche Akademie der Wissenschaften zu Amsterdam die Buys-Ballot-Medaille, die alle zehn Jahre für die hervorragendsten Verdienste um die Meteorologie verliehen wird, zuerkannt.

## Gesuche.

**Dr. phil.,**

der im Physikochemischen Institute zu Göttingen seine Doktorarbeit gemacht hat, sucht eine **physikalische (oder physikochemische) Assistentenstelle.**

Angebote erbeten an Dr. E. Brunner, Göttingen, Lotzestrasse No. 11.

Für das physikalische Institut der Technischen Hochschule in Darmstadt wird ein

**Assistent**

gesucht. Bewerbungen sind zu richten an
Prof. Dr. **K. Schering**, Darmstadt, Hochschulstrasse 2.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.